N° D'ORDRE :

300

THÈSE

PRÉSENTÉE

A

LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

José ROUX

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE STRIOSCOPIQUE
DES CHAMPS D'ONDES ULTRASONORES DANS L'AIR.

Soutenue le septembre 1970 devant la Commission d'Examen :

MM. P. LOUDETTE ..... *Président.*
Th. VOGEL .....
J.-M. BLONDEL ..... *Examinateurs*
G. BOUSSEAU.....
G. DUMERY .....

1970

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543911_0022

N° D'ORDRE :

300

THÈSE

PRÉSENTÉE

A

LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

José ROUX

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE STRIOSCOPIQUE
DES CHAMPS D'ONDES ULTRASONORES DANS L'AIR.

Soutenue le septembre 1970 devant la Commission d'Examen :

MM. P. LOUDETTE ..... *Président.*
Th. VOGEL .....
J.-M. BLONDEL ..... } *Examinateurs*
G. BOUSSEAU .....
G. DUMERY .....

1970

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Université
de BORDEAUX

FACULTE DES SCIENCES
351, Cours de la Libération - 33 Talence

Doyens honoraires : M.BRUS
M. CALAS

Doyen : M. VALADE

Professeurs honoraires :

M. KASTLER ..... Professeur à la Sorbonne
M. PISOT ..... Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN ..... Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX
M. DANGEARD
M. CAU
M. GENEVOIS

Professeurs

M. ROUSSET ..... Physique générale
M. ROGER ..... Mécanique rationnelle
M. WEILL ..... Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY ..... Mathématiques générales
M. LAFON ..... Physiologie générale
M. BOUNHIOL ..... Biologie animale
M. SERVANT ..... Physique
M. CALAS ..... Chimie organique
M. GAY ..... Cristallographie et Minéralogie
M. PACAULT ..... Chimie Physique
M. DAVID ..... Physiologie végétale
M. BLAIZOT ..... Physiologie de la nutrition
M. COLMEZ ..... Méthodes mathématiques de la Physique
M. CAMBAR ..... Biologie animale
M. VIGNEAUX ..... Géologie
M. PANOUSE ..... Zoologie
M. ARZELIES ..... Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON ..... Oenologie et chimie agricole
M. RISS ..... Mathématiques
M. GUIZONNIER ..... Physique
M. HAGET ..... Zoologie expérimentale
M. SEMIROT ..... Astronomie
M. CHASTEL ..... Physique nucléaire
M. HAGENMULLER ..... Chimie Minérale
M. CREAC'H ..... Biologie animale
M. LOUDETTE ..... Mécanique physique
M. PATY ..... Chimie
M. BORDES ..... Préhistoire
M. SECHET ..... Botanique
M. BAGANAS ..... Mathématiques
M. VALENTIN ..... Radioélectricité
M. ENNOUCHI ..... Géologie
M. EYME ..... Botanique
M. RUAMPS ..... Physique électronique
M. FRAINNET ..... Chimie organique
M. HOARAU ..... Chimie physique

M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M.CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE	Cristallographie Physique
M. JOUSSOT DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. LABOUESSE	Biochimie
Mlle LAFFITTE	Physique
M. CLIN	Géologie
M. DESTRIAU	Chimie
M. BOTHOREL	Chimie
M. BLONDEL	Mathématiques
M. LOCHET	Physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. ANDRE	Zoologie et physiologie animale
M. AUROUZE	Hydrogéologie
M. HAUGAZEAU	Informatique
M. FRESNEL	Calcul infinitésimal
M. SOURISSEAU	Chimie
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie Physique
M. BARETS	Biologie animale
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique
M. MENNRATH	Physique
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. RIBEREAU-GAYON P.	Chimie oenologique
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
M. MOYES	Géologie
M. BERNET	Génétique
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. DRESS	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques

Maitre de conférences honoraire :

M. DE PUYMALY

Maitres de Conférences :

Mme PETIT	Physique
M. SARDOS	Physique
M. DUMERY	Mécanique
M. GARNIER	Biophysique

M. LESCA	Mathématiques
M. MARTINET	Mathématiques
M. BOUARD	Biologie végétale
M. MINNAERT	Physique théorique
M. ABGRALL	Physique théorique
M. DE MATHAN suppléé par M. DAMEY	Mathématiques
M. BOISSEAU	Biologie
M. NASLAIN	Chimie minérale
M. ONILLON	Chimie minérale
M. HOGBE	Mathématiques

Conseiller Administratif :

M. LLORENS

A Monsieur le Professeur P. LOUDETTE
Directeur du Laboratoire de Mécanique Physique

Hommage respectueux et reconnaissant

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Mécanique Physique où Monsieur le Professeur LOUDETTE a bien voulu accepter de diriger mes recherches.

Je tiens à lui exprimer ici toute ma reconnaissance pour les encouragements et la compréhension qu'il n'a cessé de me prodiguer au cours de cette étude.

Monsieur Th.VOGEL, Directeur du Centre de Recherches Physiques de Marseille, a bien voulu venir juger ce travail. Qu'il soit assuré de ma sincère gratitude.

Je remercie MM. les Professeurs BLONDEL, BOUSSEAU et DUMERY de leur aide toujours bienveillante et d'avoir bien voulu accepter de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens enfin à rendre hommage au dévouement et à la compétence de tous les collaborateurs techniques du Laboratoire de Mécanique Physique et à la gentillesse de nos amis du Laboratoire d'Electronique Appliquée dont les conseils et l'assistance technique ne m'ont jamais fait défaut.

SOMMAIRE

		Page
CHAPITRE I	INTRODUCTION	
I-1	Historique et évolution des méthodes ..... Théorie physique et théorie géométrique	1
I-2	Motivation et objet du présent travail	2
I-3	Analyse et sommaire	3
CHAPITRE II	STRIOSCOPIE A MIROIR ET DIAPHRAGMES	
II-1	Généralités - Rappels	6
II-2	Relations photométriques	7
2-1	Système réduit équivalent	
2-2	Eclairement de fond	
2-3	Caractéristiques globales	
2-4	Résolution graphique des images	
2-5	Analyse des images	
II-3	Etude critique de divers couples sources-diaphragmes	17
3-1	Fente-couteau	
3-2	Organes unidirectionnels	
3-3	Organes omnidirectionnels	
II-4	Généralisation	29
4-1	Unidirectionnalité	
4-2	Omnidirectionnalité	
4-3	Remarques	
CHAPITRE III	REALISATION EXPERIMENTALE	
III-1	Organisation générale du strioscope	39
1-1	Tête strioscopique	
1-2	Miroir concave et son environnement	
1-3	Séparation des faisceaux	
III-2	Tête strioscopique	45
2-1	Miroirs de renvoi	
2-2	Asservissement de rotation	
2-3	Organes de striation	
2-4	Adaptation de la tête au miroir	

III-3 Miroir concave 51

3-1 Aberrations
3-2 Défauts de surface

CHAPITRE IV ORGANES PERIPHERIQUES

IV-1 Sources sonores 60

1-0 Remarques concernant le choix d'un type de source
1-1 Résonateurs
1-2 Auto-entretien

IV-2 Source lumineuse 81

2-1 Stroboscope
2-2 Synchronisation
2-3 Mesures photométriques

CHAPITRE V ANALYSE DE L'IMAGE STRIOSCOPIQUE

V-1 Analyse séquentielle - Télévision 86
V-2 Acquisition des données 87
V-3 Voie d'analyse - Corrections de linéarité 91
V-4 Voie topographique 94

CHAPITRE VI CHAMPS D'ONDES SONORES

VI-0 Généralités 96

VI-1 Trajectoires lumineuses 96

1-1 Equations générales
1-2 Solutions triviales
1-3 Points singuliers
1-4 Solutions approchées

VI-2 Critères de formation d'une image 103

2-1 Propriétés optiques du milieu perturbé
2-2 Diaphragmes circulaires et rectilignes

VI-3 Applications 107

3-1 Ondes planes - Réflexion - Ondes guidées
3-2 Diffraction d'une onde plane - Principe de Babinet
Fente étroite - Bande mince
3-3 Acoustique non linéaire
Onde plane d'amplitude finie en champ libre
Région de forme stable

CHAPITRE VII CONCLUSION

VII-1 Résultats 127
VII-2 Améliorations 129
VII-3 Extensions prévisibles 129

ANNEXE I CALCUL D'UN MASQUE DEGRADE CIRCULAIRE 131

ANNEXE II TECHNOLOGIE ELECTRONIQUE 137

ANNEXE III TECHNOLOGIE MECANIQUE 142

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I-1 HISTORIQUE ET EVOLUTION DES METHODES

Les méthodes de visualisation strioscopiques ont fait l'objet d'études nombreuses et déjà anciennes, puisque l'on s'accorde généralement à faire remonter leur origine aux premières expériences de Foucault en matière de contrôle de surfaces optiques. Ces expériences, d'abord limitées au contrôle d'usinage des miroirs astronomiques et dont l'usage a consacré l'appellation de "foucaultage", furent perfectionnées par Toepler qui étendit leur champ d'application et regroupa ces techniques sous l'appellation désormais classique de méthode des stries, ou strioscopie (Schlieren Method).

On s'aperçut alors rapidement que, l'on pouvait faire apparaître, non seulement les défauts d'usinage de la surface étudiée mais également les modifications locales d'indice de refraction du milieu baignant la surface, modifications stationnaires ou évolutives dans le temps et dans l'espace; les aérodynamiciens y virent une méthode de choix pour l'étude d'abord qualitative de toutes sortes d'écoulements.

A la suite des travaux de H.Schardin (1), les progrès s'accélèrent en même temps qu'apparaissaient les premières théories quantitatives étroitement liées à la découverte du contraste de phase.

Peu à peu, tant par l'apport de théories nouvelles, que par des besoins d'applications précises, l'instrumentation et la méthodologie se sont considérablement éloignées des expériences originelles bien que, par un abus de langage, elles continuent à être uniformément regroupées sous le vocable de strioscopie (2).

Ces travaux, restés essentiellement qualitatifs, avaient ouvert la voie des investigations optiques en aérodynamique et en acoustique, en apportant une méthode d'étude qui ne perturbe absolument pas le phénomène étudié.

Les premiers résultats fondamentaux en acoustique apparurent vers 1932 avec les découvertes conjointes de R.Lucas et P.Biquard (3) et Debye et Sears (4) qui calculèrent les trajectoires lumineuses au travers d'une onde ultra-sonore. Bien qu'étant les auteurs de la théorie géométrique , leurs calculs et leurs expériences ne ten-

daient qu'à des résultats d'optique physique. Il fallut attendre en 1935 les travaux de C.V. Raman et Nagendra Nath (5) pour qu'apparaisse la théorie entièrement physique de la diffraction de la lumière par les ultra-sons, l'onde sonore étant considérée comme un réseau de phase.

A partir de ces bases, les applications qui en ont été faites peuvent être schématiquement classées en deux grandes branches; l'une ayant comme point de départ la théorie physique, l'autre la théorie géométrique.

a/ - Théorie physique

C'est sans conteste celle qui a le plus apporté à l'acoustique sur le plan des résultats quantitatifs. Bien qu'elle fasse appel à des sources de lumière cohérentes, elle permet d'analyser indifféremment des ondes progressives et des ondes stationnaires avec le même appareillage. Les mesures, depuis longtemps classiques en optique, d'intensité des raies de divers ordres dans le spectre du réseau ultra-sonore, permettent de remonter par le calcul, tant à l'amplitude, qu'à la forme de l'onde sonore et par là même sont à la base des plus récents progrès de l'acoustique non linéaire.

Cependant, toute visualisation directe du champ acoustique est absente de ces méthodes dont l'étendue d'application ne couvre par les recherches géométriques de réfraction, diffraction et réflexion des ondes sonores de l'acoustique linéaire.

b/ - Théorie géométrique

C'est, à nos yeux, celle dont les possibilités ont été le moins exploitées et qui est restée le plus longtemps dans le seul domaine qualitatif, au moins en acoustique.

Elle a cependant l'avantage de fournir sous forme de document photographique la carte complète du champ sonore étudié et les renseignements qu'elle peut fournir sont essentiels dans tous les problèmes géométriques de réflexion et diffraction des ondes sonores. Son exploitation ne nécessite ni lumière cohérente ni sources de faible étendue, et par conséquent les images qu'elle fournit peuvent être très suffisamment lumineuses.

En contre-partie, l'observation d'ondes progressives demande une source lumineuse stroboscopique.

La visualisation directe associée aux capteurs microphoniques qui fournissent une indication ponctuelle mais quantitativement précise, rappelle l'association féconde de la photoélasticimétrie à grand champ et de l'extensométrie en mécanique du solide.

I-2 MOTIVATION ET OBJET

Le point de départ de nos travaux en matière de strioscopie remonte à l'époque où les études entreprises alors au Laboratoire du Professeur Mercier nécessitaient la réalisation d'un montage de visualisation d'ondes sonores.

Les travaux de G.Bousseau (6) relatifs aux phénomènes de couplage aérien entre auto-oscillateurs à tuyaux appelaient une analyse systématique des surfaces d'ondes sonores, tant à la sortie libre des auto-oscillateurs que dans les volumes de couplage entre éléments.

Pour ce faire, il nous parut intéressant de profiter de l'expérience acquise en matière de visualisation, par le laboratoire du Centre de Recherches Physiques de Marseille et de reprendre l'expérience première de Foucault sur la base des résultats obtenus par Mlle Merle (7) (8) et F.Canac (9).

Nous avons donc porté notre attention sur le montage strioscopique à miroir concave et diaphragme, doublement attrayant, d'abord par sa simplicité, ensuite par la somme de ses possibilités qui ne semble pas avoir été entièrement épuisée.

En premier lieu, nous nous sommes attachés à préciser numériquement et par une étude systématique du montage, tous les paramètres expérimentaux intervenant dans son exploitation, tant il nous a semblé que jusqu'à présent, l'obtention de documents reproductibles et comparables entre eux relevait davantage de l'habilité de l'opérateur que d'une méthodologie précise.

Les premières conséquences de cette méthodologie précise furent d'abord de pouvoir fixer de manière concrète les limites d'utilisation du dispositif. Elles montrèrent ensuite qu'avec l'aide des théories géométriques, on pouvait accéder au domaine quantitatif jusque là réservé aux montages issus des théories physiques. La plus grande partie de notre étude a donc été orientée vers un double but : d'une part la recherche d'une méthode expérimentale rigoureuse dans l'obtention des résultats topographiques et dans l'interprétation de ces résultats, d'autre part une extension de la méthode dans le domaine quantitatif par analyse photométrique de l'image strioscopique.

Les récents progrès techniques dans le domaine de la télévision en circuit fermé nous ont permis l'adaptation à la strioscopie de ce procédé d'analyse séquentielle qui peut fournir à la fois, et dans une seule expérience, les deux informations capitales à savoir : topographique et photométrique.

I-3 ANALYSE ET SOMMAIRE

Le chapitre II traite de l'étude théorique et expérimentale de la strioscopie à miroir et diaphragmes. On y trouvera l'exposé des résultats fondamentaux de photométrie classique applicables à des sources lumineuses d'étendue finie et non cohérentes. Il est complété dans sa troisième partie par une étude quantitative basée sur les résultats précédents, des quelques couples sources-diaphragmes qui nous paraissent les plus intéressants. Leur critique est conduite selon un double point de vue, à savoir :

- Leurs propriétés purement géométriques de directionnalité ou d'omnidirectionnalité.
- Leur contribution à la caractéristique de transfert déviation-éclairement du montage.

La réalisation expérimentale guidée par les conclusions précédentes, est exposée au chapitre III. On y trouvera outre la conception générale d'une installation de visualisation, une étude de l'ensemble de l'expérience quant à ses propriétés optiques et leur incidence sur les caractéristiques de transfert et le bruit de fond.

Les organes périphériques et annexes tels que la source lumineuse et ses circuits de synchronisation, les sources ultra-sonores puissantes, les dispositifs de photométrie nécessaires à l'étude des différents diaphragmes, sont rassemblés au chapitre IV.

Le chapitre V traite des problèmes d'adaptation à la strioscopie d'un ensemble de télévision en circuit fermé. Le dispositif de prise de vues doit être d'une part adapté à la mémorisation de l'information lumineuse stroboscopique, d'autre part corrigé de sa non linéarité.

L'application à la visualisation et à l'analyse de champs d'ondes sonores est exposée au chapitre VI.

La première partie est consacrée à l'étude théorique du passage de la lumière au travers d'un milieu transparent rendu faiblement inhomogène par les ondes acoustiques.

Les résultats approchés mais formels auxquels nous sommes parvenus permettent de définir les critères de formation de l'image strioscopique d'une manière telle que l'on puisse l'interpréter de façon correcte et la confronter directement aux solutions théoriques de l'équation des ondes.

Après quelques exemples de réflexion et de diffraction d'ondes planes, la dernière partie de ce chapitre montre comment l'association des circuits de télévision au montage permet d'aborder les problèmes de l'acoustique non linéaire en fournissant directement sur oscilloscope les formes d'ondes d'amplitude finie et leur évolution en cours de propagation.

On trouvera enfin rassemblés en annexes, une application des méthodes numériques à la recherche de diaphragmes de propriétés données ainsi que les technologies électronique et mécanique utilisées pour la réalisation pratique.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

(1) H.SCHARDIN,
La méthode des stries de Toepler. Forschungsheft n° 364 et n° 367 - 1934.

(2) A. BARONE,
Encyclopédia of physics. Ed.par S. Flügge. vol.XI/2 Acoustics II. Berlin, 1962 p.139.

(3) R.LUCAS et P.BIQUARD,
Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra-sonores. J.Phys. 10 (1932). 464.

(4) DEBYE et SEARS,
Proc.Nat.Acad. 18 (1932) 409.

(5) RAMAN et NAGENDRA NATH,
Proc.Ind.Acad.Sci. 2 (1935) 406, 413 et 3 (1936) 75, 119, 459.

(6) G.BOUSSEAU,
Autoentretien électro-acoustique des tuyaux sonores.
Application à l'étude du couplage avec un tuyau passif de longueur réglable.
Thèse Bordeaux, 1961.

(7) Mlle M. MERLE,
Etude d'un champ aérodynamique par les ultra-sons combinés à la strioscopie.
Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air NT 44 (1951).

(8) Mlle M. MERLE,
Rôle du diaphragme dans la méthode strioscopique.
Note interne n° 336 (1953) du C.R.S.I.M. Marseille.

(9) F. CANAC,
Propagation, Interférence, réflexion, absorption, diffusion des ondes sonores visualisées par la méthode des stries. Acustica 4 (1954) 387.

CHAPITRE II

II-1 STRIOSCOPIE A DIAPHRAGME ET MIROIR. RAPPELS

Le montage qui servira de point de départ à notre étude est directement issu de l'expérience de Foucault. Il est constitué par un miroir concave sphérique de 50 cm de diamètre et de 6 m de rayon. La source est une fente rectangulaire S disposée dans le plan du centre optique 0 du miroir (Fig. II-1), le diaphragme un couteau opaque C, à bord rectiligne parallèle au plus grand côté de la fente.

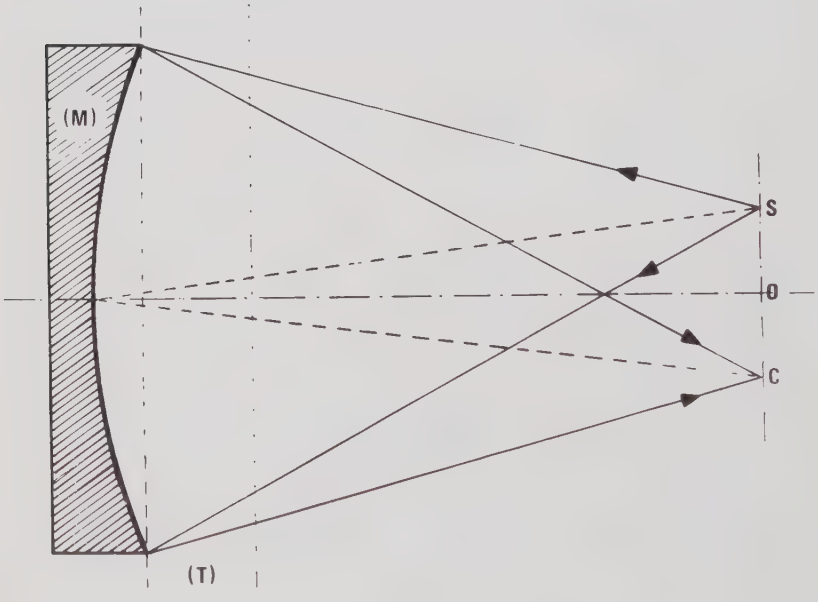


fig.II.1

Dans un tel système, l'image de S qui se forme à son conjugué C peut être partiellement ou totalement obstruée par le couteau, Fig.II-2.

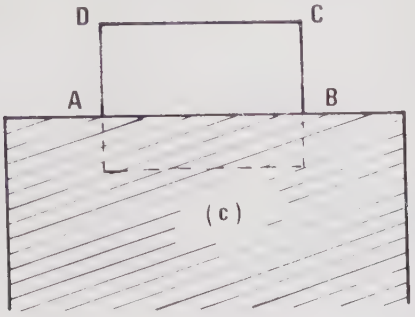


fig.II.2

Les variations d'indice de réfraction en un point de la région T observée provoquent une variation de l'aire démarquée ABCD, donc du flux lumineux issu de ce point. Si l'on dispose un objectif derrière C, cette variation d'aire provoque une variation de l'éclairement au point correspondant de l'image T' donnée par l'objectif.

Le point de départ des raisonnements ultérieurs réside donc dans la possibilité de relier les variations d'indice de la région T à l'onde sonore qui la constitue. C'est le propre de la théorie géométrique de R. Lucas et P. Biquard, et les calculs afférants aux diverses applications qui en seront faites seront exposés aux chapitres correspondants.

Il suffit de considérer dans ce chapitre, que l'on peut établir une relation entre le gradient de pression de l'onde sonore en un point et la déviation d'un rayon lumineux à la sortie de ce point du champ. Nous nous proposons de montrer que, sous certaines conditions qui seront précisées, l'éclairement d'un point de l'image strioscopique peut être rendu proportionnel à la déviation d'un rayon lumineux passant par le point objet.

II-2 RELATIONS PHOTOMETRIQUES

II-2-1 Système réduit équivalent

Le système donnant de S une image identique en C, ainsi que la région perturbée (T) deux fois traversée par le faisceau sont équivalents au système de la Fig. II-3.

Les lentilles L_1 et L_2 identiques, ont une distance focale égale au rayon de courbure du miroir.

La région (T') traversée sous incidence pratiquement constante pouvant être indifféremment considérée par rapport à (T) soit d'égale épaisseur avec un gradient de pression double, soit d'égal gradient mais d'épaisseur double. La réalisation expérimentale de cette condition sera précisée au chapitre VI au moment des calculs de déviation.

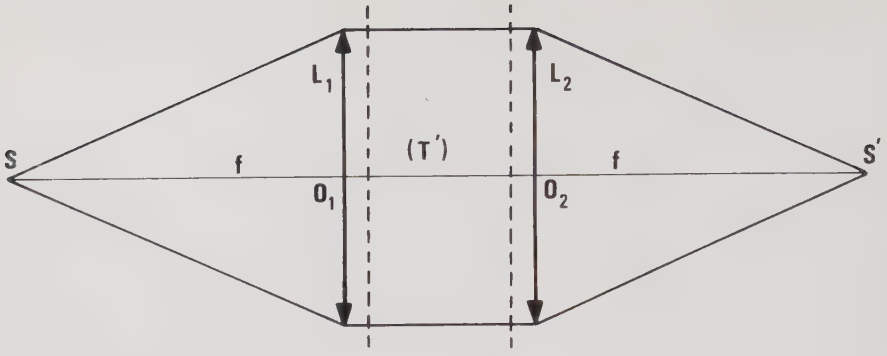


fig.II.3

Rappelons pour mémoire que ce système est le montage de base de toutes les expériences de diffraction de la lumière par les ultra-sons à partir de la théorie physique de Raman et Nath. La région (T') n'est alors véritablement traversée qu'une fois par l'onde lumineuse issue de la source S qui doit être cohérente et donc de très faible étendue.

II-2-2 Eclairement de fond

Considérons dans le système précédemment défini, le faisceau de rayons lumineux issu de S et s'appuyant sur un élément de surface $d\Sigma$ infiniment petit, entourant un point P du champ : (Fig. II-4).
L'objectif O placé derrière le couteau C donnera de P une image P' de surface $d\Sigma'$ sur l'écran M.

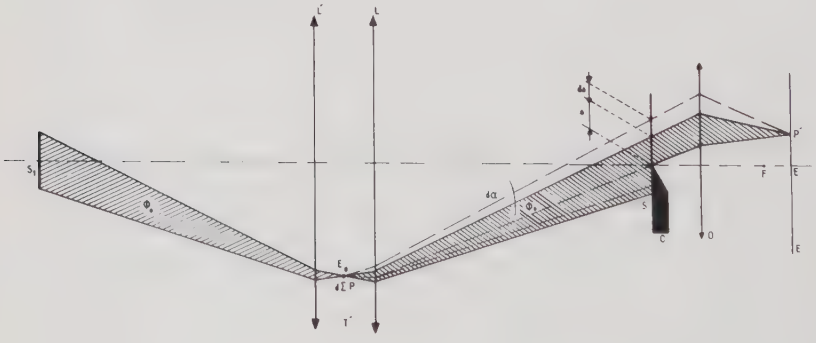


fig.II.4

Soient A_o et A les sections du faisceau avant et après le couteau; le rapport des éclairements de P' avec et sans couteau sera dans le rapport des flux reçus

$$\frac{E}{E_o} = \frac{\Phi}{\Phi_o} = \frac{A}{A_o}$$

Il est important de remarquer que ces relations ne sont valables qu'à deux conditions pour tout point P du champ.

a/ - La luminance de la source S est constante le long de chaque rayon lumineux et ceci pour tout l'angle solide s'appuyant sur le contour de S et celui du miroir M. Les chapitres suivants montreront comment on peut s'assurer avec une précision suffisante que cette condition d'orthotropie est satisfaite.

b/ - la condition précédente est seulement nécessaire mais non suffisante. Pour que ces relations soient indépendantes du point P choisi, il faut que $\forall P$ l'étendue du faisceau s'appuyant sur S et sur $d\Sigma$ reste constante. Ceci ne sera donc qu'une approximation d'autant meilleure que le trajet SL_1, donc le rayon de courbure du miroir, sera grand devant la plus grande dimension transversale de la source.

C'est une condition de Gauss pour le miroir qui va à la fois dans le sens d'une moindre aberration de sphéricité (chap. III-3.) et dans le sens d'une plus grande sensibilité du montage (II,2.).

La fente rectangulaire ayant une longueur largement inférieure à celle de l'arrête du couteau (Fig.II-2) les aires A et A_o sont proportionnelles aux largeurs d'image a et a_o correspondantes.
En l'absence de perturbation en (T) l'éclairement "de fond" de l'image sera :

$$E = \frac{E_o}{a_o} \frac{a}{}$$

a_o = largeur totale de la fente
a = largeur de fente non interceptée par le couteau.

Si le pinceau lumineux qui s'appuie sur $d\Sigma$ autour de P est dévié d'un angle $d\alpha$ dans le plan de la figure, pendant sa traversée (Fig.II-4) l'éclairement du point image P' variera de :

$$dE = \frac{E_o}{a_o} \, da$$

Cette importante propriété que nous allons utiliser par la suite, se conserve tant que l'image n'est ni entièrement démasquée, ni complètement masquée par le couteau.

II-2-3 Caractéristiques globales

Afin d'éliminer le grandissement linéaire de l'objectif nous ne considèrerons plus que les flux lumineux transportés par les faisceaux.

Sous réserve de la condition d'orthotropie (II-2-2a) et de la condition de Gauss (II-2-2b) on peut étendre $d\Sigma$ à toute la surface du miroir, les flux lumineux restant additifs.

En l'absence de champ sonore le flux total reçu dans le rectangle image sera :

$$\Phi = \Phi_o \frac{a}{a_o}$$

Φ_o = flux total traversant le rectangle image de S avant le couteau.

On remarquera que le flux image ne dépend que des positions relatives du rectangle image et du couteau dans le plan du centre et que l'on peut simuler une déviation constante dans tout le champ en laissant l'image fixe et en provoquant des déplacements connus du couteau.

La Figure (II-5) donne la représentation graphique du résultat obtenu

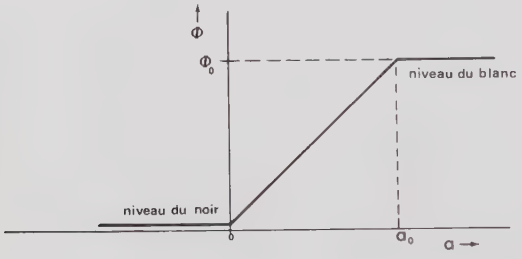


fig.II.5

Lorsque $a > a_o$ Φ ne peut croître au-delà de Φ_o, l'image est alors à son éclairement maximal.

Lorsque $a \leqslant o$ Φ est nul; l'image est obscure.

Comme $\text{Lim} \frac{d\Phi}{d\Sigma_p} \longrightarrow E_p$ autour d'un point quelconque du champ, indépendamment de la position du point dans le champ, la caractéristique de transfert éclairement-déviation est la même pour chaque point, et elle est à une constante près la même que la caractéristique globale de transfert flux-déviation pour tout le champ.

La Figure II-6 représente un réseau expérimental complet des caractéristiques globales d'un couple fente-couteau. On a porté en ordonnées le flux total reçu dans l'image pour diverses valeurs de l'ouverture de fente a_o. On utilise en abscisses non pas la largeur démasquée, mais la position z du couteau par rapport à la plus grande médiane du rectangle image.

Les valeurs de Φ sont des valeurs de crête mesurées à l'oscilloscope avec la source stroboscopique qui sera utilisée. Le dispositif de mesure, ainsi que les méthodes employées sont décrits au chapitre IV-2 (organes périphériques et annexes).

On remarquera que la droite OA qui joint les points anguleux représente la caractéristique $\Phi_o = 2\, f(a_o)$, flux total émis par la source en fonction de

son ouverture, en l'absence de couteau.

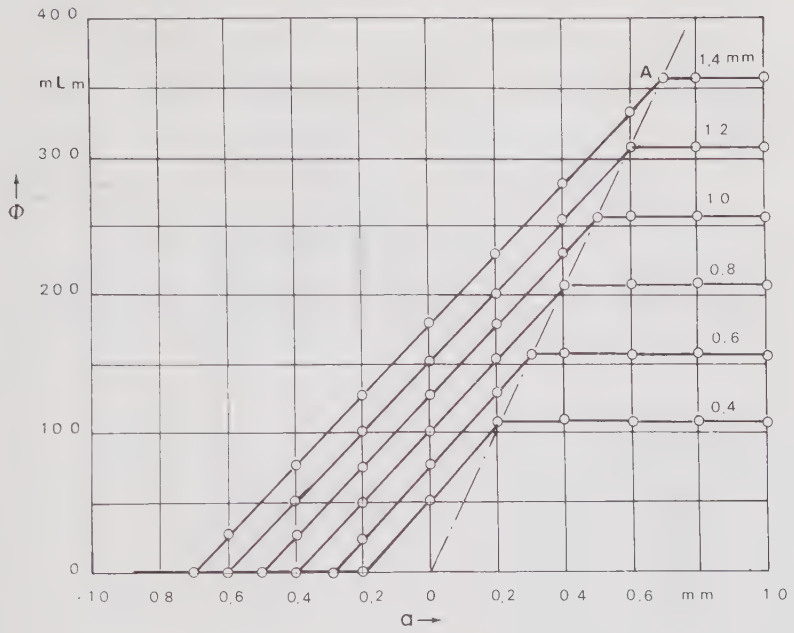


fig.II.6

L'observation de cet alignement des points anguleux est caractéristique de l'orthotropie de la source. On vérifie ainsi que le condenseur utilisé assure à la source une luminance constante pour tous les points de sa surface quelle que soit son ouverture.

II-2-4 Résolution graphique des images

Considérons le cas d'une onde progressive plane se propageant dans une direction OZ parallèle à la surface du miroir. La source lumineuse stroboscopique étant parfaitement synchronisée sur le générateur ultra-sonore, on observera une répartition sinusoïdale des déviations (Chapitre VI-1), fixée dans l'espace le long de OZ. Reportons sur l'une des caractéristiques de la Fig. II-6 les déplacements relatifs image couteau, nous obtiendrons Fig.II-7 la répartition des éclairements images par simple projection.

On peut alors se rendre compte quantitativement des conditions dans lesquelles sera faite l'observation, alors que jusqu'à présent on recherchait par tâtonnements les ouvertures de fente et les positions de couteau donnant à l'oeil une image optimale.

Le réseau de la Fig.II-6 n'est pas sans rappeler le réseau (I_a - Vg) d'une triode pour diverses valeurs de V_A. Le choix de la caractéristique $V_A \longrightarrow a_o$:

ouverture de fente et celui du "point de fonctionnement" a ⟶ Vg sont définis dans les paragraphes suivants, en fonction de l'information que l'on désire obtenir.

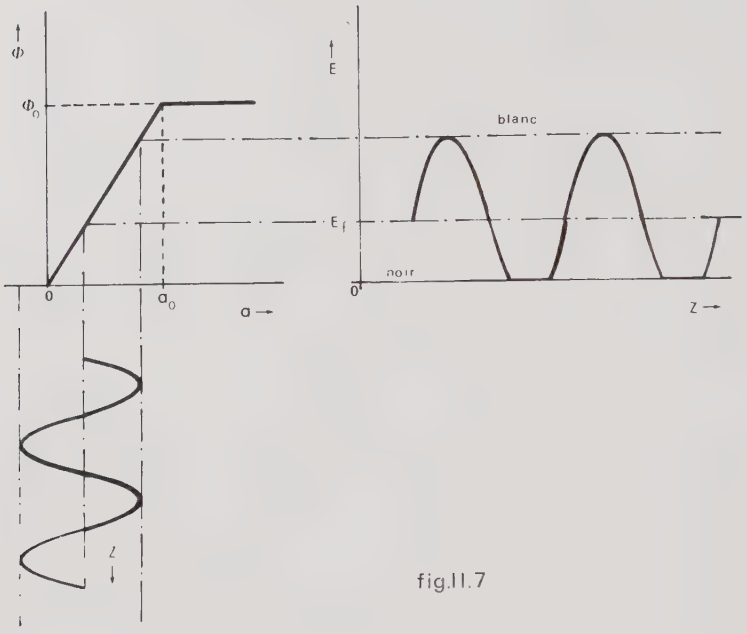


fig.II.7

On remarquera que le point de fonctionnement a est obligatoirement le même pour tout point du champ étudié. Il est uniquement fixé par la position du couteau dans le rectangle image en l'absence de déviation dans le champ.

L'exemple simple unidimentionnel que nous venons de présenter permet de voir qu'un tel dispositif strioscopique est susceptible de fournir au gré de l'expérimentateur, et à la fois, les deux seules informations capitales dont il a besoin à savoir :

a/ - une information topographique donnant la "carte" du champ sonore étudié par son contour de phase.

b/ - une information quantitative par la valeur de l'éclairement donc de la déviation en chaque point du champ.

Quoique l'on puisse envisager toutes les combinaisons possibles des deux paramètres du montage a_o (largeur de la fente) et a (position du couteau dans l'image de la fente) nous ne retiendrons qu'un nombre très limité de ces combinaisons adaptées à la méthode d'analyse de l'image strioscopique.

II-2-5 Analyse de l'image

II-2-5-1 Analyse photographique

a/ - Information topographique

Le contour de phase escompté doit être le plus net possible. Les conditions expérimentales sont alors les suivantes :

- Le couteau est placé au centre de l'image $a = \frac{a_o}{2}$
- La fente est fermée de façon que $a_o \ll 2\alpha$ (double de la déviation).

On obtient ainsi une sinusoïde symétriquement écrêtée et le passage du noir au blanc est bien localisé (Fig.II-8 et II-9).

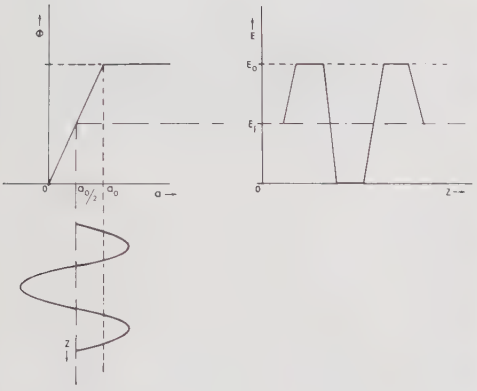


fig.II.8

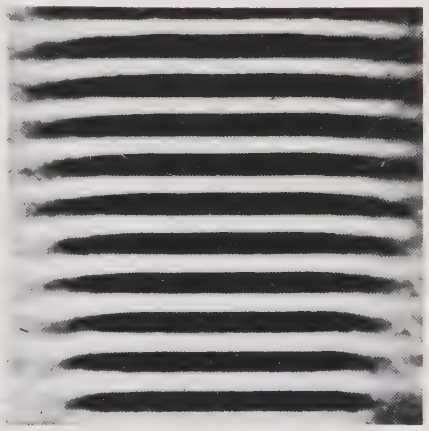


fig.II.9

b/ - Information photométrique

On prendra toujours $a = a_o/2$ mais il faut rester dans la partie linéaire de la caractéristique, donc ouvrir suffisamment la fente pour avoir : $a_o > 2\alpha$. On se trouve alors dans le cas de la Fig. (II-10) avec le cliché (II-11). Ce cliché, dont les contours sont moins nets, est justiciable d'une analyse micro-densitométrique par les techniques habituelles de la spectrophotométrie. Il nous apparut très vite que cette méthode d'analyse ne présentait pratiquement que des inconvénients. D'abord ceux qui sont inhérents à cette technique :

1°) - non uniformité du "γ" de transfert des émulsions photographiques, et du développement du cliché.

2°) - Attente de la fin du cycle développement-microdensitométrie pour savoir si l'ouverture de la fente était correcte et s'il ne se trouve pas sur le cliché une région (généralement celle qui est intéressante) ou l'onde a été malencontreusement écrêtée avec une valeur trop faible de a_o.

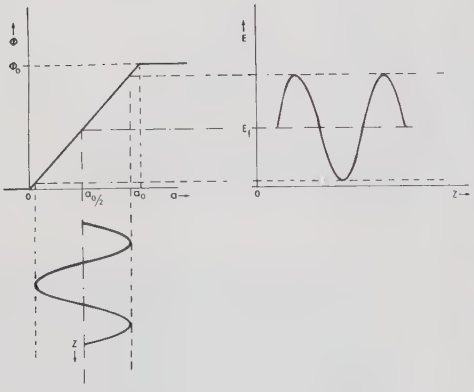


fig.II.10

fig.II.11

Ensuite :

1°) - La difficulté d'avoir sur le même cliché une région "étalon" de référence ou la déviation serait connue avec précision. L'étalonnage densité-déviation doit être préalablement fait avec une source étalon sur un cliché séparé avec toutes les conséquences que cela comporte pour la précision des résultats.

2°) - Le manque de simultanéité d'obtention des deux informations qui se trouvent ainsi dissociées. En particulier, il devient impossible de suivre simultanément l'évolution d'un front d'onde et de son amplitude le long d'une surface de discontinuité lorsqu'on provoque un déphasage lentement variable de la synchronisation stroboscopique.

II-2-5-2 Analyse séquentielle (Télévision)

La nécessité d'extraction simultanée et quasi-instantanée des deux types d'information précédentes nous a conduit à l'utilisation d'un circuit fermé de télévision. Les conditions de fonctionnement imposées par le montage et l'adaptation du matériel disponible sur le marché, à un tel type d'utilisation seront détaillées au chapitre V.

Le schéma synoptique de l'installation modifiée est représenté sur la Fig. (II-12).

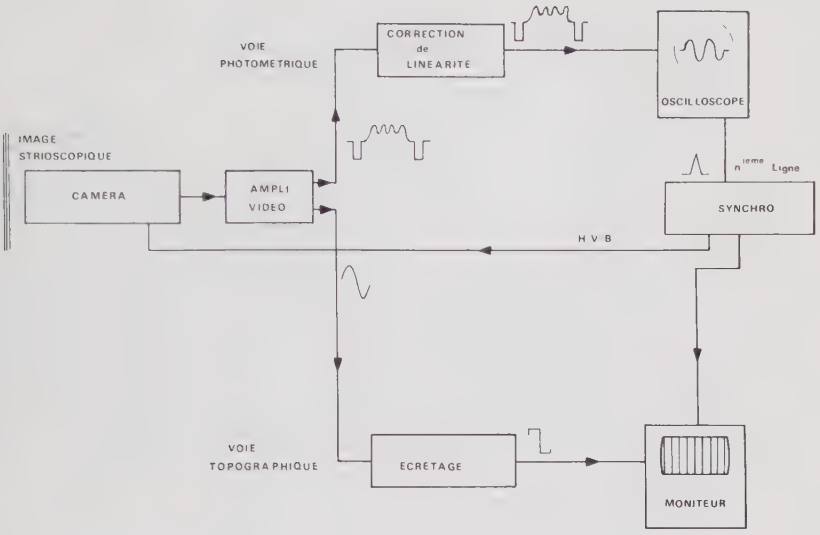


fig.II.12

a) - Acquisition des données

L'organe unique est un tube de prises de vue type VIDICON 55 850 avec photocathode S (Radiotechnique). Les raisons du choix de ce tube seront analysées au chapitre V parag. I en détail; il faut cependant préciser ici que des performances de l'ensemble présenté reposent uniquement sur la propriété fondamentale de rémanence de la couche photosensible, propriété qui, au demeurant, est néfaste en télévision classique (trainage sur les scènes animées).

Le tube, ou éventuellement un organe annexe, doit obligatoirement stocker l'information lumineuse entre deux éclairs du stroboscope de façon à obtenir une image de brillance uniforme sur le moniteur et que, d'une trame à la suivante, le signal vidéo d'une ligne de rang n donné paraisse stable.

D'autre part, la mémoire optique ne doit pas être excessivement longue de façon à pouvoir suivre simultanément l'ensemble du champ et l'observation de la ligne de rang n lorsqu'on provoque soit une variation de phase de la stroboscopie, soit une modification progressive de la géométrie du champ sonore.

b) - Traitement de l'information topographique

A la sortie du premier amplificateur vidéo, qui, pour des raisons de bande passante et de bruit de fond, assure la totalité du gain nécessaire

se trouve un étage de gain unité qui après des amplifications successives suivies d'écrêtage, envoie sur le moniteur un signal vidéo avec des passages brutaux du noir au blanc.
Le contour de phase est ainsi nettement délimité.

c) - Traitement de l'information photométrique

Un amplificateur non-linéaire à caractéristique préétablie corrige le "γ" de la caractéristique de transfert tension-éclairement de l'ensemble tube prise de vue - amplificateur vidéo.

Le signal vidéo total est envoyé sur un oscilloscope à double balayage retardé et commuté, commandé par l'ensemble de synchronisation, verticale, horizontale, et effacement commun à tous les organes.

L'oscilloscope ainsi utilisé visualise, en même temps que la $n^{ième}$ ligne choisie dans une trame, la totalité de la trame sur laquelle cette ligne apparaît en surbrillance.

On peut ainsi regarder la forme de l'onde sonore en une région déterminée du champ par le simple choix du rang de la ligne observée à l'oscilloscope, sans perdre la visualisation de la totalité du champ sur le moniteur tout en suivant corrélativement telle ou telle évolution que l'on provoque sur tel ou tel paramètre du montage.

d) - Conséquence diverses

La réalisation de toutes ces fonctions n'a pas été sans soulever de nombreuses difficultés techniques. Cependant, ce mode d'analyse a permis de simplifier considérablement la partie mécanique de la tête strioscopique.

En effet, les conditions d'exploitation du couple fente-couteau doivent être celles qui ont été définies au chapitre II-2-5-1, b.
$a = a_o/2$ le couteau est donc fixe au centre de l'image

$a_o > 2\alpha$ pour rester dans la partie rectiligne de la caractéristique.

Alors ni le couteau, ni la fente n'ont plus besoin d'être mobiles ou réglables. La technologie de construction mécanique s'en trouve considéra - blement simplifiée. La source rectangulaire voit, ses deux dimensions, uniquement conditionnées par la condition de Gauss du chapitre II-2-2 b et la capacité qu'a le condenseur utilisé à lui fournir une luminance uniforme.

Corrélativement, l'aire de la source étant constante, et la position du couteau fixe, l'éclairement de l'image (ou le flux total traversant l'objectif de prise de vues) reste constant avec ou sans champ sonore et égal à l'éclairement de fond en l'absence de perturbation. En effet compte tenu de la dimension du champ utile par rapport aux longueurs d'ondes sonores généralement utilisées, la valeur moyenne des déviations calculée,sur toute l'étendue du miroir,s'écarte très peu de zéro. Cette conclusion découle de l'équation de continuité de l'acoustique linéaire : la masse volumique d'un domaine grand devant la longueur d'onde reste en valeur moyenne égale à la masse volumique ρ_o du fluide au repos.

Outre les simplifications mécaniques déjà évoquées, cet important résultat nous a également amené des simplifications de technologie électroni-

que. Le tube de prises de vues travaillant à éclairement constant, un grand nombre de ses paramètres de fonctionnement dont les plus importants sont la tension de cible et le courant d'obscurité (chapitre V) prennent des valeurs stationnaires.

Le courant de faisceau peut alors être stabilisé à une valeur fixe et les corrections de γ peuvent être rendues suffisamment rigoureuses autour d'un seul point de fonctionnement.

II-3 ETUDE CRITIQUE DE DIVERS TYPES DE COUPLES SOURCE-DIAPHRAGME

L'étude préliminaire du paragraphe précédent a montré comment il était possible d'établir une caractéristique de transfert éclairement-déviation pour un modèle simple, d'organe de striation unidimensionnel.

Dans ce paragraphe, nous nous contenterons de faire une étude descriptive d'un certain nombre d'organes de striation qui ont été les plus utilisés jusqu'à présent.

II-3-1 Fente rectangulaire - couteau

II-3-1-1 Transfert

Ce type d'organe de striation est le modèle simple qui a servi de point de départ à nos études. Ses caractéristiques de transfert ont été suffisamment explicitées au paragraphe précédent pour qu'il ne soit pas nécessaire d'y revenir.

II-3-1-2 Directionnalité

Les relations établies au paragraphe II-2-3 et les conséquences qu'elles entraînent pour la résolution graphique des images (Chap. II-2-4 et 2-5-1) font intervenir une translation α de l'image de la source liée à un point particulier du champ acoustique.

Dans un but de simplification, nous avons considéré que cette translation était perpendiculaire à l'arête du couteau. Or, dans le cas général d'une onde à deux dimensions, cette déviation que nous supposerons pour l'instant proportionnelle au gradient d'indice de réfraction, peut avoir une orientation quelconque par rapport à l'arête du couteau (Fig. II-13).

Le référentiel (x,z) étant lié au champ sonore, la direction de l'arête du couteau est donc une direction privilégiée; supposons que ce soit l'axe 0x (Fig. II-13). Le rectangle image issu d'un point particulier M du champ sonore subit une translation α, d'angle θ par rapport à l'arête du couteau.

L'éclairement du point M' image de M sera :

$$E(M') = \frac{E_o}{a_o} \cdot a \left[1 + \frac{\Delta a}{a} \right] = \frac{E_o}{a_o} \cdot a \left[1 + \frac{\alpha}{a} \sin \theta \right]$$

Dans la plupart des cas, on pourra écrire :

$$\alpha = K_1 \ \text{grad}\,(n)$$

K_1 étant une constante à définir, dont la valeur dépend de l'indice de réfraction n du milieu, de l'épaisseur du champ sonore traversé par le faisceau lumineux et du rayon du miroir sphérique.

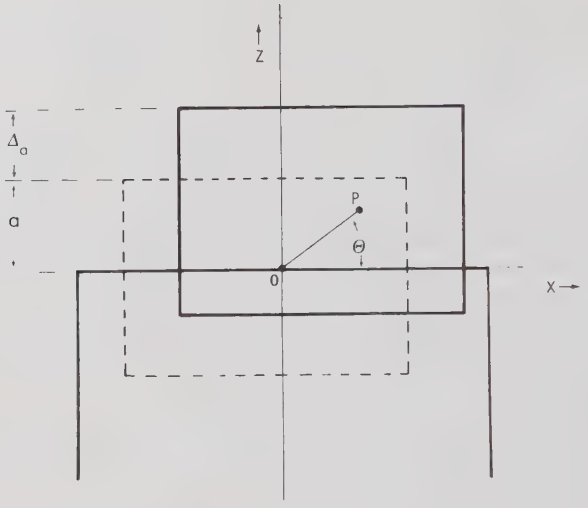


fig.II.13

Si l'on opère dans les conditions de linéarité, avec un point de fonctionnement $a = \frac{a_o}{2}$, on peut alors écrire :

$$E_x(M) = \frac{E_o}{2} \left\{ 1 + K_2 \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right)_M \right\}$$

L'indice x indiquant la direction de l'arête du couteau.

Si le dispositif expérimental permet d'opérer une rotation d'ensemble du système fente-couteau autour d'un axe 0y perpendiculaire à 0x et 0z en conservant leurs positions réciproques, on peut obtenir également :

$$E_z(M) = \frac{E_o}{2} \left\{ 1 + K_2 \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)_M \right\}$$

Dans un cas, comme dans l'autre, les constantes $\frac{E_o}{2}$ et $K_2 = \frac{2K_1}{a_o}$ sont les mêmes, et l'on obtient les deux composantes rectangulaires du gradient d'indice par simple rotation de $\frac{\pi}{2}$ des organes de striation.

D'une manière plus générale, si l'on désigne par $\vec{u}$ le vecteur unitaire normal à l'arête du couteau dans le demi-plan transparant, l'éclairement d'un point quelconque du champ sera :

$$E(M) = \frac{E_o}{2} \left\{ 1 + K_2 \cdot (\vec{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_M n) \right\}$$

on voit alors qu'il existe autant d'images d'aspects différents, que l'on peut avoir d'orientations possibles de $\vec{u}$ par rapport au champ sonore.

Ces changements, souvent considérables, apportés par rotation des organes de striation sont toujours surprenants pour un observateur non averti et souvent déroutants pour lui dans son essai d'interprétation de l'image.

Avec un peu de pratique, les difficultés majeures disparaissent, d'autant plus vite qu'il est rare d'aborder un problème de propagation sans aucune idée, aussi succinte soit-elle, de l'allure générale des solutions. On remarquera qu'une rotation de π n'affecte pas la forme des fronts d'onde, mais que l'on obtient le "négatif" de l'image précédente (Fig.II-14,a,b).

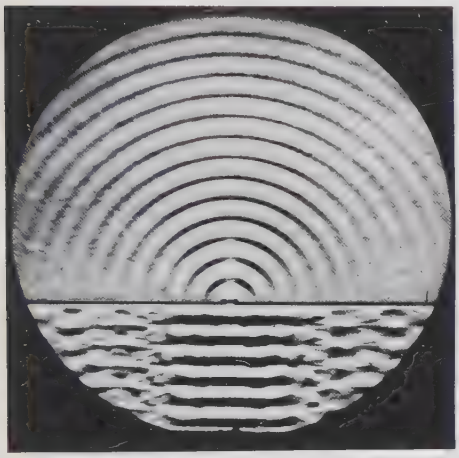


fig.II.14-a

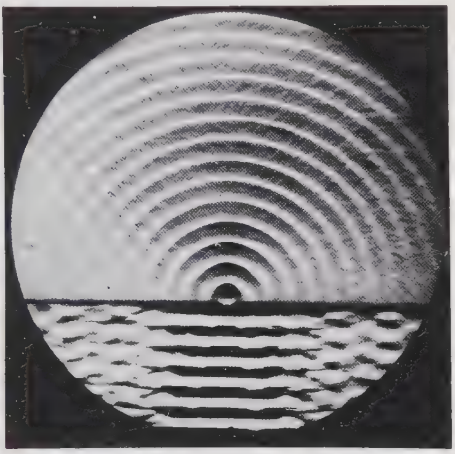


fig.II.14-b

Par ailleurs, on peut toujours, en acoustique linéaire obtenir l'image a avec le couteau dans la position b , en retardant d'une demi-période la synchronisation du stroboscope.
Cependant, une ambiguïté peut subsister dans des rotations de $\frac{\pi}{2}$ de part et d'autre d'une position connue. L'erreur, le plus souvent commise, est la confusion entre un simple changement de signe du produit scalaire $\vec{u}.\ \overrightarrow{\text{grad}}\ n$ et un déphasage de π (ou un retard de $\frac{\lambda}{2}$) lorsqu'on suit par continuité, un front d'onde à deux dimensions à la traversée de la ligne d'arête du couteau.

C'est le cas de la Fig. II-15 représentant l'onde cylindrique rayonnée par une fente rectangulaire partagée en deux parties antisymétriques par l'arête du couteau placé à $\frac{\pi}{2}$ de position de la Fig. II-14. Cependant, dans le cas d'un véritable changement de phase, même brutal, au voisinage d'une discontinuité par exemple, il existe toujours un point voisin ou l'amplitude de l'onde s'annule; par conséquent, l'existence d'une région particulière dans le champ ne peut passer inaperçue pour toute autre position intermédiaire du couteau.

fig.II.15

En définitive, nous n'avons encore jamais rencontré de cas, où une ambiguïté de signe ou de phase, ne puisse être levée après examen approfondi, soit par rotation du couteau, soit par déphasage lentement variable de la stroboscopie.

Cette directionnalité continûment variable est à notre avis un des aspects les plus positifs de ce montage et sa réalisation technique exposée au chapitre III a été l'objet d'une grande partie de nos efforts.
Les difficultés d'interprétation des images obtenues à partir d'organes directifs tels que le couple fente-couteau, avaient progressivement conduit à leur abandon au profit de couples omnidirectionnels pour lesquels un grand nombre de solutions ont été proposées.

Il est cependant beaucoup de problèmes où la directionnalité variable offre des possibilités que n'ont pas les diaphragmes omnidirectionnels. C'est tout particulièrement le cas en acoustique linéaire, lorsque la solution est une superposition d'ondes planes (réflexions planes, guides d'ondes : chapitre VI, paragraphe 3) ou lorsque, dans un problème à deux dimensions, apparaît une direction privilégiée, de la forme :

$$\Psi(x,y) = F(\Delta) + G(x,y)$$

où F (Δ) représente une onde plane se propageant dans la direction Δ et G (x,y) une onde diffractée, ou réfléchie :

$$\overrightarrow{\text{grad}}\,\Psi = \overrightarrow{\text{grad}}_{\Delta}\, F + \overrightarrow{\text{grad}}\, G$$

Il est possible alors, par une orientation judicieuse du couteau de ne visualiser que la partie diffractée ou réfléchie avec :

$$\vec{u}.\overrightarrow{\text{grad}}\,\Psi = \vec{u}.\overrightarrow{\text{grad}}\,G$$

car avec : $\vec{u} \perp \vec{\Delta}$ $\quad \vec{u}.\overrightarrow{\text{grad}}\ F = 0$

pour tout point du champ.

Les figures II-16a et II-16b illustrent cette importante propriété. La figure II-16 a, montre la quasi-totalité de l'onde plane diffractée par un bord d'écran rectiligne. C'est un des problèmes de diffraction les plus anciennement connus et résolus tant en optique qu'en acoustique.

L'orientation du couteau perpendiculairement à la direction de propagation de la partie plane (Fig. II-16 b) permet de ne conserver en visualisation que l'onde cylindrique diffractée par l'obstacle.

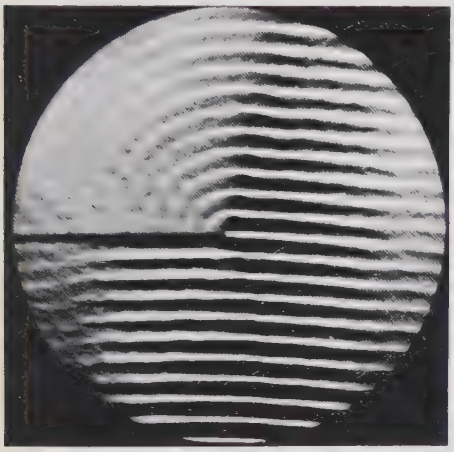


fig.II.16-a

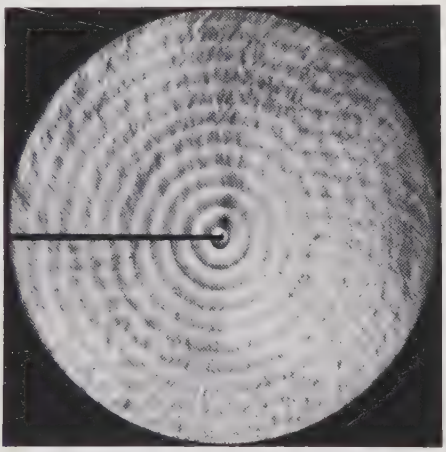


fig.II.16-b

On remarquera que, si le dispositif expérimental réalise l'orientation variable sans modification des positions réciproques du couteau et de la fente image, alors la caractéristique de transfert se conserve identique à elle-même dans toutes les rotations. L'analyse photométrique reste toujours valable quelle que soit l'utilisation topographique, et l'on pourra toujours écrire :

$$E(M) = \frac{E_o}{2}\left[1 + K_2(\vec{u}\,.\,\overrightarrow{\text{grad}}_M\, n)\right] \quad \forall\ \vec{u}$$

En conclusion, nous remarquons qu'un organe de striation se définit par deux critères :

1/ - sa caractéristique de transfert,
2/ - sa directionnalité.

Ces deux critères peuvent être rassemblés en une représentation unique de la caractéristique de transfert en fonction de l'orientation de l'or-

gane; par exemple sous forme d'une surface simplement connexe à trois dimensions en coordonnées cylindriques. Une telle représentation intellectuellement satisfaisante sur le plan synthèse des résultats, n'apporte en fait aucun élément nouveau si ce n'est une grande complexité de présentation matérielle.

Pour ces raisons, nous poursuivrons notre étude en séparant les deux critères précédents.

Faisant suite aux travaux descriptifs de Mlle Merle (2) et à notre propre expérience, nous avons été conduits à limiter cette étude aux deux seuls cas intéressants au point de vue directionnalité, qui consistent à n'avoir soit qu'une seule direction privilégiée (organe unidirectionnel) mais variable, soit aucune (organe omnidirectionnel).

II-3-2 Organes unidirectionnels

Le couple fente rectangulaire - couteau reste le montage de base dont l'emploi est de beaucoup le plus simple et le plus fidèle; c'est pourquoi, nous lui avons consacré la totalité du chapitre précédent.

II-3-2-1 Masque rectangulaire

La source est toujours un rectangle uniformément éclairé: le diaphragme est une bande opaque rectangulaire dont les dimensions sont à peu près celles de la source (Fig.II-17).

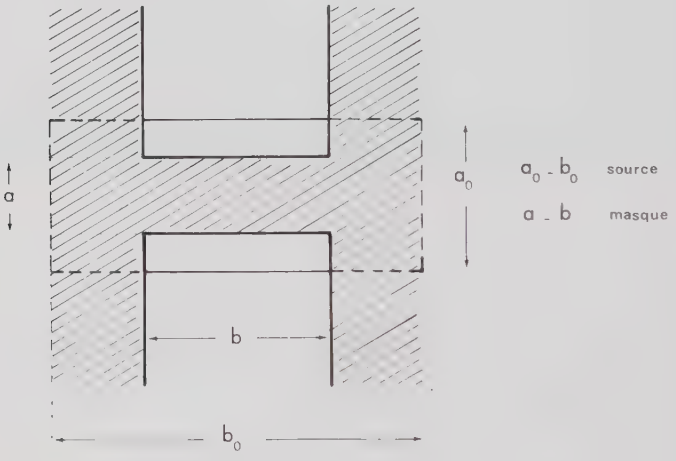


fig.II.17

a) Directionnalité

Elle est identique à celle de la fente et du couteau mais l'éclairement sera une fonction linéaire de $|\vec{u}.\overrightarrow{grad}n|$ à condition que $b < b_0$ de

telle sorte qu'aucune déviation parallèle à la plus grande médiane du rectangle ne nous amène en dehors du cas de la Fig.II-17.

b) Transfert

Les trois cas possibles sont représentés sur les figures II-18 a, b, c selon que $a < a_o$, $a = a_o$, $a > a_o$.
On en déduit par projection, à titre d'exemple, l'aspect de l'image d'une onde plane sinusoïdale lorsque $\alpha < \frac{a_o + a}{2}$.

En II-18 a, l'éclairement de fond n'est pas nul, alors que dans les cas b et c, l'image est obscure en l'absence de perturbation sonore.

Dans tous les cas, du fait de la symétrie OE des caractéristiques, il y a doublement des stries claires ou sombres, par rapport à l'image donnée par le couteau et deux stries de même éclairement sont distantes de $\frac{\lambda}{2}$.

II-3-2-2 Strioscopie inversée

Ce vocable semble avoir été essentiellement appliqué à un certain nombre d'organes donnant une image à son éclairement maximal en l'absence de perturbation.

Nous sommes maintenant en mesure de lui donner un sens précis, à partir des caractéristiques de transfert.

Nous proposons de regrouper sous ce vocable, les organes directionnels, ou omnidirectionnels dont la caractéristique de transfert $E(\alpha)$ admet une dérivée à droite et une dérivée à gauche autour de $E(o) > o$ telles que :

$$\frac{dE}{d\alpha} \leqslant o \qquad \text{à droite et à gauche de } E(o) > o$$

a) Fente rectangulaire - couteau

On voit que cet organe de striation peut appartenir au groupe de strioscopie inversée tel que nous venons de la définir. En effet, la relation $\frac{dE}{d\alpha} \leqslant o$ à droite et à gauche de $E(o)$ est satisfaite si l'on prend un point de fonctionnement en $a_1 = a_o$, toute la fente étant démasquée en l'absence de perturbation (Fig. II-19).

Les stries sombres apparaîtront sur fond clair, distantes de λ pour une onde plane sinusoïdale.

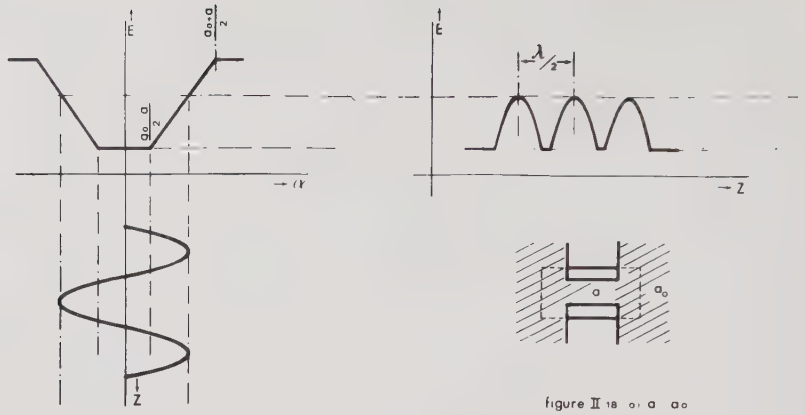


figure II 18 a) a a_o

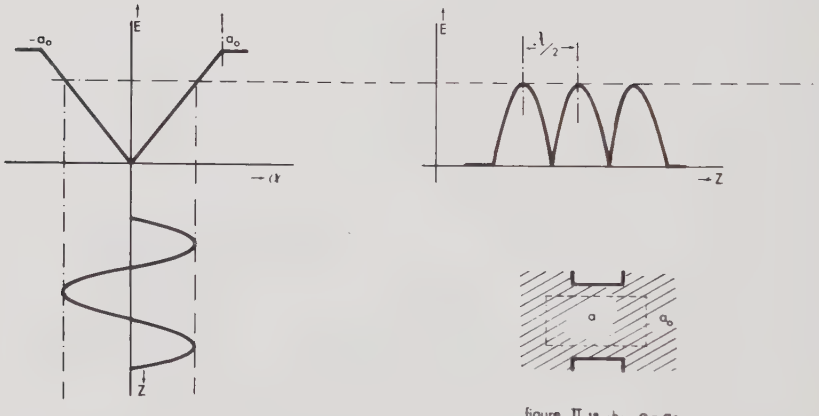


figure II 18 b) $a = a_o$

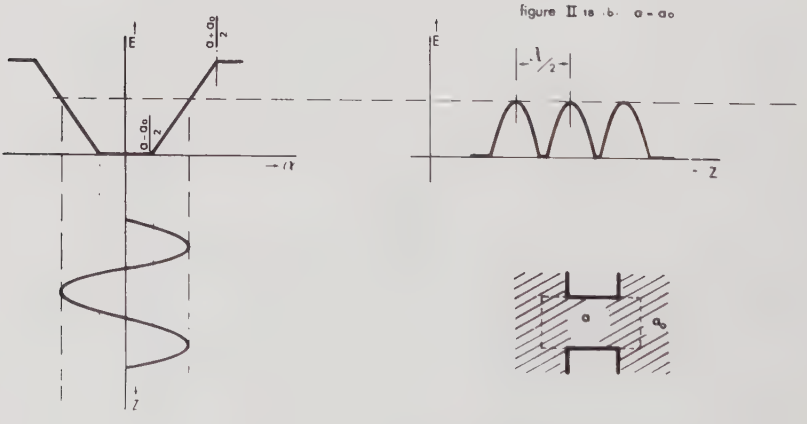


figure II 18 c) $a > a_o$

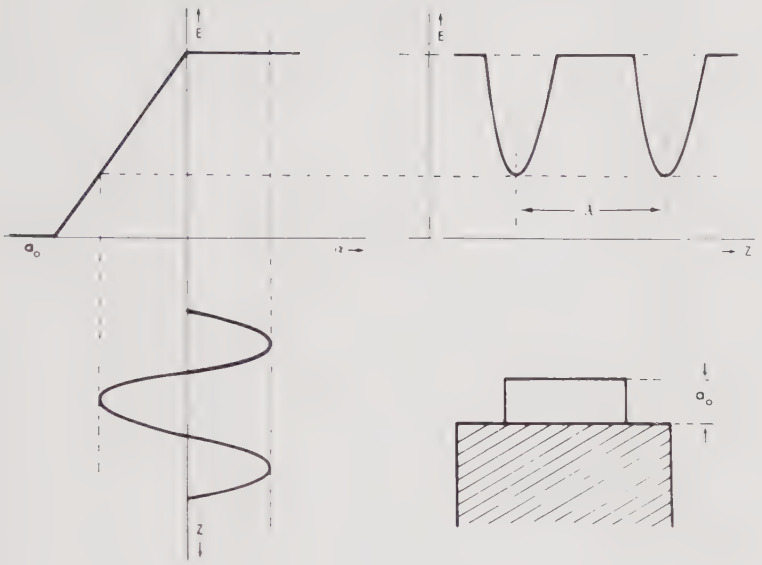


fig.II.19

b) Masque rectangulaire

On remplace la bande opaque par une bande transparente, les stries sont encore sombres sur fond clair, mais distantes de $\frac{\lambda}{2}$ (Fig.II-20).

Les considérations concernant la forme des courbes $E(\alpha)$ selon que $a < a_o$, $a = a_o$, $a > a_o$ sont identiques à celles que nous avons déjà exposées au chapitre II, paragraphe 3-2-1 et les courbes correspondantes se déduisent aisément des figures II-18 a, b et c.

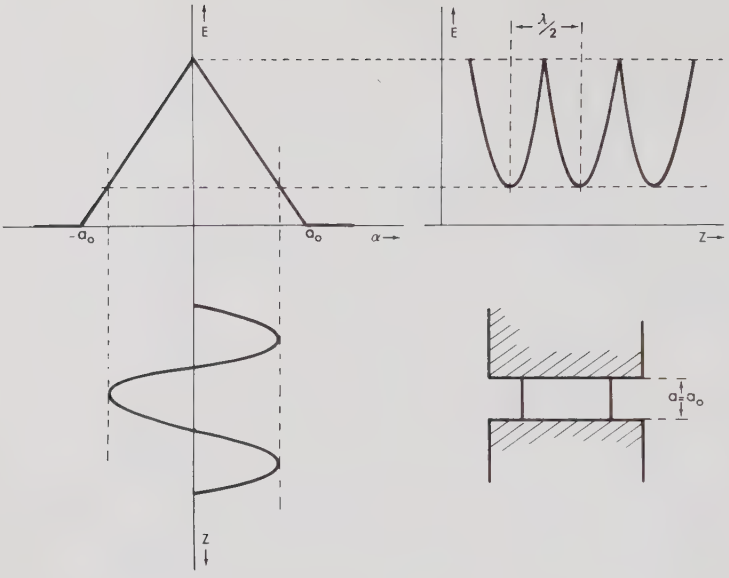


fig.II.20

II-3-3 Organes omnidirectionnels

Il nous est apparu au cours des paragraphes précédents qu'il était souhaitable pour approcher un problème à deux dimensions, de possèder un organe de striation qui n'avantage aucune direction particulière. Si l'on raisonne par comparaison avec le dispositif de base fente-couteau, le problème consiste à trouver une solution $E(\alpha) = E(\vec{u}.\overrightarrow{grad}\, n)$ qui soit indépendante de $\vec{u}$. La solution, si elle existe, possèdera donc une symétrie de révolution autour de l'axe 0y perpendiculaire commune à $\vec{u}$ et à $\overrightarrow{grad}\, n$.

On ne peut plus alors parler de vecteur unitaire normal à l'organe et la solution sera obligatoirement de la forme :

$$E(\alpha) = E\,(|\overrightarrow{grad}\, n|)$$

puisque le résultat doit être indépendant de l'orientation de $\overrightarrow{grad}\, n$. En particulier, si $\overrightarrow{grad}\, n_\Delta$, dans la direction Δ possède une période spatiale λ, les stries de l'image seront distantes de $\frac{\lambda}{2}$ donnant lieu à doublement comme nous l'avons vu chapitre II paragraphe 3.2.

II-3-3-1 Strioscopie directe

Nous la définissons par rapport à la strioscopie inversée : les dérivées à droite et à gauche de $E(\alpha)$ sont telles que $\frac{dE}{(d\alpha)} > o$ de part et d'autre

de $E(o) \geqslant o$. Les organes de striation doivent être plans et de révolution : le dispositif de base consiste à prendre comme source un disque de rayon R d'éclairement uniforme e_o; le masque est un disque opaque de rayon R qui cache exactement la source, en l'absence de déviation : $E(o) = o$.

Soit $\alpha = \overline{00_1}$, la translation d'orientation quelconque attachée à un point M du champ (Fig.II,21).

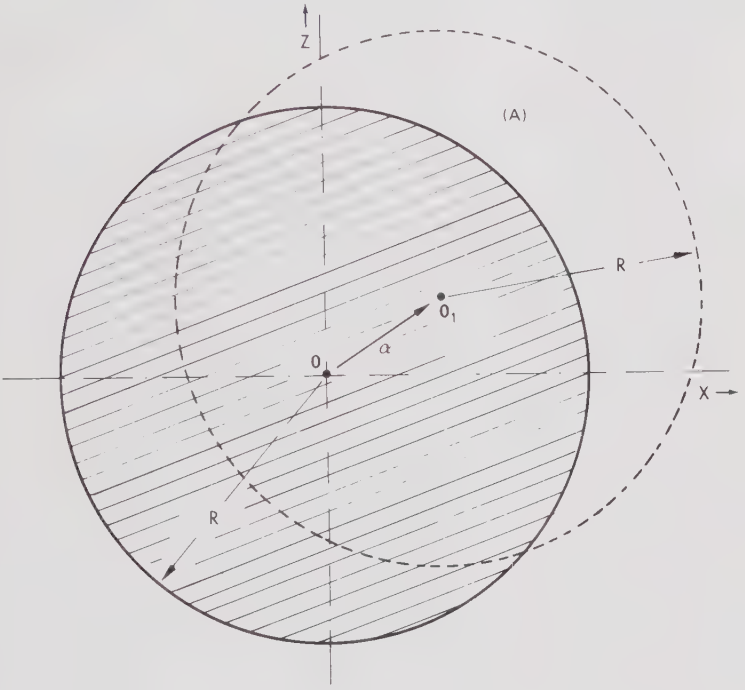


fig.II.21

Le flux sortant de l'organe est $= e_o A$, A étant la partie d'aire du cercle de centre 0_1 et de rayon R qui n'est pas cachée par le cercle de centre 0 et de rayon R. On posera les variables réduites suivantes :

$$a = \frac{\alpha}{R} \qquad K(a) = \frac{\Phi}{\Phi}_{max.} \quad \text{avec} \quad \Phi_{max.} = \pi R^2 \, e_o$$

Le problème se résume donc au calcul de l'aire démasquée et l'on obtient l'équation de la caractéristique de transfert :

$$K(a) = 1 - \frac{2}{\pi} \left(\arccos \frac{a}{2} - \frac{a}{2} \sqrt{1 - \frac{a^2}{4}} \right) \quad \forall a \quad [0,2]$$

$0 \leqslant \theta \leqslant \pi$ étant la détermination principale de $\arccos \frac{a}{2}$

et $K(a) = 1 \qquad \forall a > 2$

L'omnidirectionnalité est donc assurée puisque l'éclairement d'un point image ne dépend plus que de la longueur $\overline{O0_1}$ et non plus de son orientation dans le plan (x,z). En revanche, la linéarité du transfert éclairement déviation n'est plus assurée, sauf par approximation pour de faibles valeurs de a. La figure II-21 représente cette caractéristique en trait plein. La courbe en pointillé donne la valeur de l'écart relatif S de la courbe par rapport à sa tangente à l'origine, droite de pente $\frac{2}{\pi}$

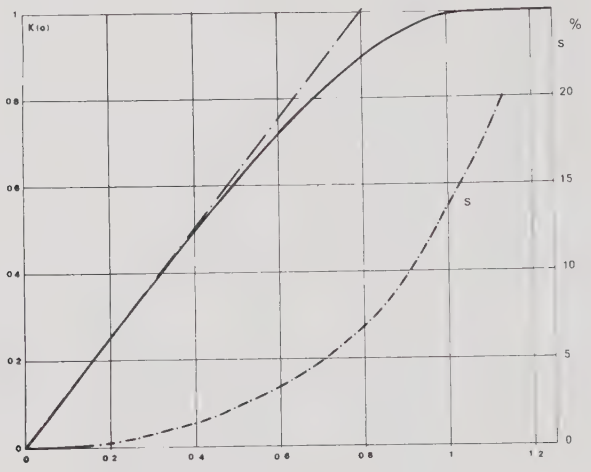


fig.II.22

Si l'on confond la courbe avec la droite $\frac{2a}{\pi}$, l'erreur de linéarité reste inférieure à 1% , tant que $a \leqslant \frac{1}{2}$ donc pour des valeurs de la déviation $\alpha \leqslant \frac{R}{2}$.

On verra au chapitre III sur la réalisation expérimentale, qu'il est possible de choisir un rayon de diaphragme assez petit pour satisfaire aux conditions de Gauss du miroir, et assez grand cependant pour que l'approximation de linéarité du dispositif reste dans les limites précédentes.

On remarquera que la linéarité du seul organe de striation n'est pas une condition impérative, et que, si le transfert de toute l'installation, télévision comprise, doit être linéaire, la solution qui consiste à n'associer que des composants linéaires, n'est heureusement pas la seule. Dès lors que des circuits de correction sont nécessaires à un endroit quelconque du montage, on peut leur faire assurer en même temps la correction de transfert du diaphragme.

Notons enfin que si la source circulaire a un rayon R_1 différent du rayon R_2 du masque opaque, selon que $R_1 < R_2$, $R_1 = R_2$, $R_1 > R_2$, les caractéristiques de transfert, tout en restant omnidirectionnelles, prennent l'allure des cas correspondants du masque rectangulaire, représentés sur les figures II 18a, b et c.

II-3-3-2 Strioscopie inversée

La source est toujours un disque uniformément éclairé. Le masque est un trou circulaire de diamètre inférieur, égal, ou supérieur à celui de la source avec les mêmes conclusions que celles du chapitre II-3-2-2 b.

En l'absence de perturbation, l'image est à son éclairement maximal, les stries d'une onde sinusoïdale sont évidemment distantes de $\frac{\lambda}{2}$ (Fig. II,23).

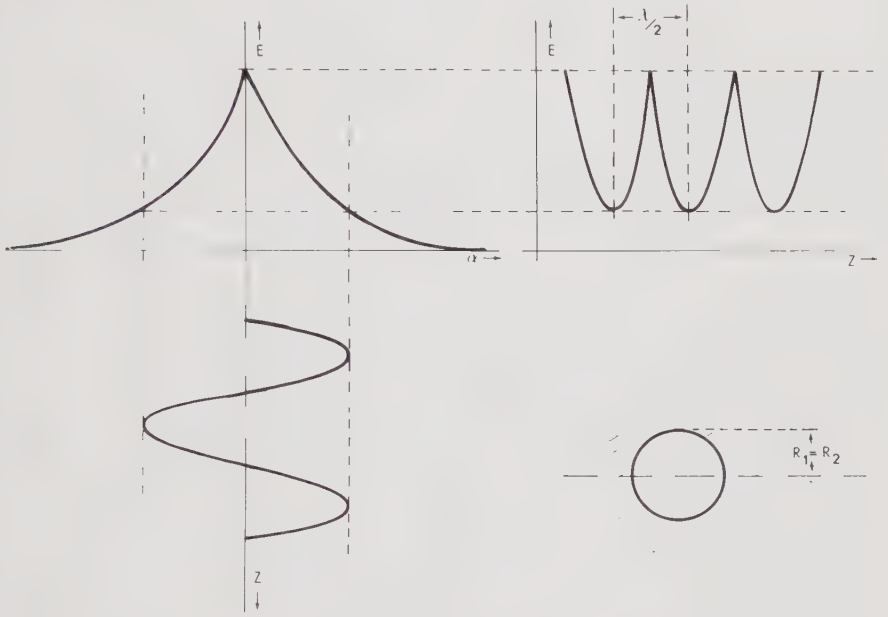


fig.II.23

Cette disposition possède par rapport au disque opaque, l'avantage d'utiliser l'objectif de prise de vue dans de bonnes conditions; le masque creux joue le rôle de diaphragme au sens classique de l'optique, l'image du champ voit ses contours moins distordus qu'avec le diaphragme plein qui n'utilise de l'objectif qu'une couronne marginale.

Notons enfin, que dans tous les cas d'utilisation de masques creux ou pleins, de dimensions compatibles avec les limites de linéarité, la pupille de sortie du montage se trouve être très supérieure à la pupille d'entrée de l'oeil: l'observation directe est alors impossible.

II-4 GENERALISATION

L'étude précédente montre que la conversion déviation ⟶ variation d'éclairement repose sur les considérations suivantes :

1°/ - L'image de la source est un domaine plan simplement connexe d'intérieur D_1 tel que :

$$E(M) = \begin{cases} e_o \ \forall \ M \in D_1 \\ 0 \ \forall \ M \notin D_1 \end{cases}$$

2°/ - Le diaphragme, un domaine D_2 dont le coefficient de transmission est :

$$\tau(M') = \begin{cases} 0 \ \forall \ M' \in D_2 \\ 1 \ \forall \ M' \notin D_2 \end{cases}$$

3°/ - Dans ces conditions, le calcul du flux sortant se résume à un calcul d'aire, le résultat étant de la forme :

$$(\alpha) = e_o \left| D_1 - (D_1 \cap D_2) \right|$$

$(D_1 \cap D_2)$ étant la seule fonction de la déviation.

Cette simplification n'apparaît que parce que E(M) et $\tau(M)$ ont été arbitrairement choisis , ainsi que les frontières de D_1 et D_2.

Pour rester dans le domaine des choses réalisables, nous ne considèrerons que des sources d'étendue finie correspondant à la définition énoncée plus haut au 1°).

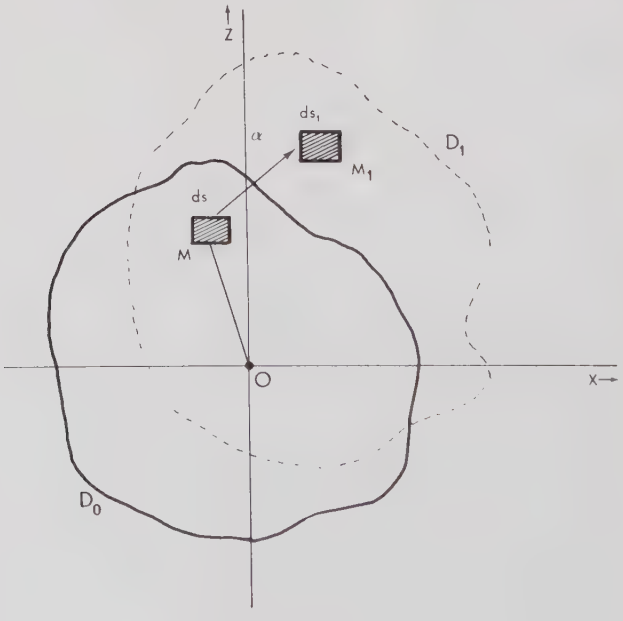


fig.II.24

Soit $0 \leqslant \tau(M) \leqslant 1$. Le coefficient de transmission d'un point M du plan x0Z fixe, représentant l'organe de conversion (diaphragme, masque etc...).

En l'absence de déviation, l'image de la source dans ce plan est un domaine D_0, à l'intérieur duquel chaque point M possède un éclairement E(M). Soit dS un élément d'aire entourant ce point.
Le flux sortant de l'ensemble, sera :

$$\Phi(0) = \iint_{D_0} E(M)\tau(M)\, dS$$

La déviation α emmène M en M_1 et D_0 en D_1 ; alors :

$$\Phi(\alpha) = \iint_{D_1} E(M_1)\tau(M_1)\, dS_1$$

Le résultat apparaît donc comme l'intégrale dans un domaine variable, d'un produit de deux fonctions de point et la conversion déviation ⟶ éclairement, résulte de la seule variation du domaine d'intégration. L'intérêt d'une telle formulation est de pouvoir prendre le problème à l'envers. En effet, on peut rechercher les diverses combinaisons de domaines D et de fonctions E et donnant à $\Phi(\alpha)$ une forme prédéterminée (linéarité par exemple). Le problème ainsi posé est manifestement indéterminé et peut admettre un très grand nombre de solutions.

Afin de limiter cette indétermination nous poserons un certain nombre de conditions supplémentaires dictées par les nécessités techniques de la réalisation.

a) - Il subsistera un nombre suffisant de solutions physiquement satisfaisantes, en choisissant une source arbitrairement définie. On peut la prendre aussi simple que possible, en choisissant un éclairement uniforme, dans un domaine d'étendue finie compatible avec les conditions de Gauss pour le miroir.

b) - Parmi les solutions restantes, on pourra choisir celle qui donne au montage la plus grande sensibilité, c'est-à-dire :

$$\frac{d\Phi}{d\alpha} \quad \text{maximal}$$

La restriction a) simplifie l'expression de Φ qui devient :

$$\Phi(\alpha) = e_o \iint_{D(\alpha)} \tau(M).dS$$

Pour pouvoir résoudre valablement cette équation intégrale il reste encore à choisir entre :

1) - La recherche de la frontière D(α) lorsqu'on se donne τ (M)

2) - La recherche de τ(M) lorsque la définition de D est posée arbitrairement.

C'est cette dernière méthode que nous illustreront en tenant compte des conclusions du chapitre II - paragraphe 3 concernant le choix de l'uni ou omni-directionnalité de l'organe.

II-4-1 Unidirectionnalité

Soient $\alpha = \vec{u}.\overrightarrow{grad}\, n$ (chap.II - paragraphe 3-1-2). La composante de la déviation perpendiculaire au plus grand côté b d'une source rectangulaire, de

largeur 2a et d'éclairement uniforme e_o et $0 \leqslant \tau(Z) \leqslant 1$. Le coefficient de transmission du plan de conversion (Z0x) Fig. II-25.

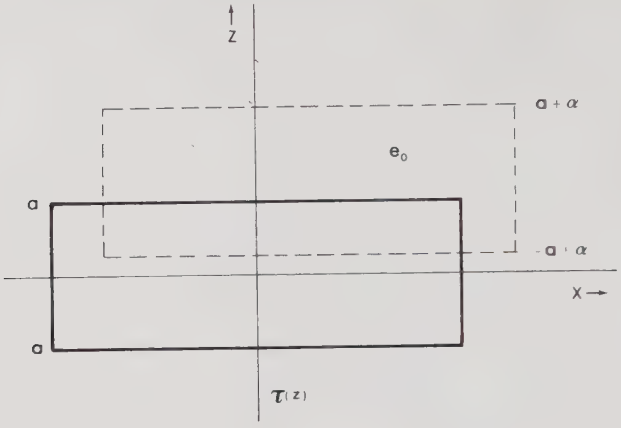


fig.II.25

$$\Phi(\alpha) = e_o\, b \int_{\alpha - a}^{\alpha + a} \tau(Z).\, dZ$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} = e_o b\, [\tau(\alpha + a) - \tau(\alpha - a)]$$

a) - Linéarité $\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha}$ = constante

L'équation à résoudre est donc $\tau(\alpha+a) - \tau(\alpha-a) = Cste$. La solution d'une telle équation n'est pas unique et l'on peut prendre n'importe quelle fonction arbitraire $\tau(Z)$ entre $-a$ et $+a$ que l'on prolonge identique à elle même de part et d'autre de $+a$ et $-a$, comme l'indique la Fig.II-26. En respectant la limitation $0 \leqslant \tau \leqslant 1$. Il s'en suivra une limitation de α comparativement à a.

On vérifiera aisément qu'un dégradé linéaire $\tau(Z) = mZ + p$ est également une solution du problème et que la solution discontinue du demi-plan opaque (couteau) est un cas limite de cette solution qui donne à la sensibilité $\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha}$ sa valeur maximale. On retrouvera bien entendu, la limitation $|\alpha| \leqslant a$ et la caractéristique de transfert de la figure II. 26.

b) Non linéarité

Une solution intéressante peut-être la recherche d'un dégradé $\tau(Z)$ tel que, compte-tenu de la prise de vues, l'éclairement d'une point image du champ soit de la forme :

$$E(M) = k\alpha^{\gamma 1} + E_o$$

de telle sorte qu'après alignement des composantes continues dues à E_o le produit $\gamma_1 \times \gamma_2$

des transferts du diaphragme et du tube de prises de vues reste voisin de 1 pour des variations plus ou moins étendues autour de E_o.

On remarquera que l'élargissement de la plage de compensation se fait obligatoirement au détriment de la sensibilité.
Bien que cette solution existe, sa réalisation technique reste très difficile et la fabrication de dégradés précis n'entrant pas dans les possibilités techniques de notre laboratoire nous n'avons pas envisagé de réalisation pratique. Nous lui avons préféré la correction électrique qui présente plus de souplesse d'adaptation en cas de changement de diaphragmes et d'éclairement de fond.

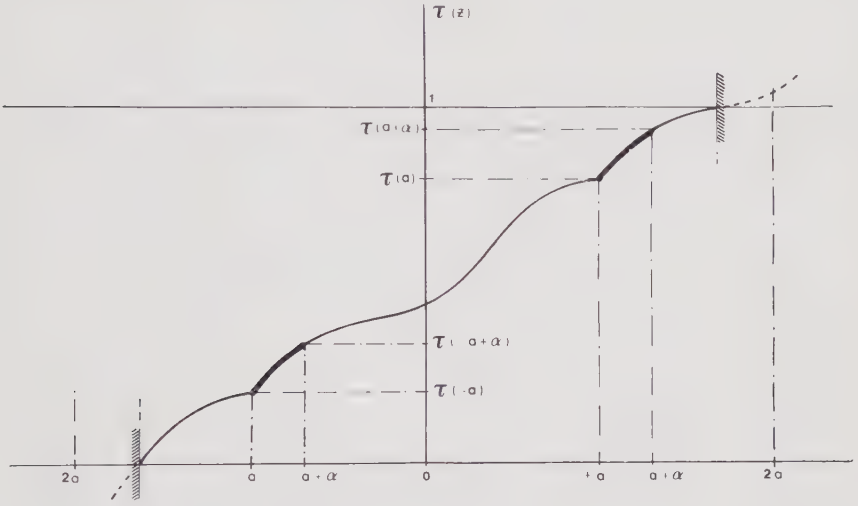


fig.II.26

II-4-2 Omnidirectionnalité

On peut reprendre des calculs analogues dans le cas des organes de révolution décrits au chapitre II, paragraphe 3-3-1. On a vu dans ce chapitre que l'approximation de linéarité restait meilleure que 1% . Lorsque $\alpha \leqslant R/2$ soit pour $a = \alpha/R \leqslant 1/2$.

Nous nous contenterons de montrer ici que la théorie générale , précédemment établie,permet de linéariser le transfert de ces organes jusqu'à la valeur $a = 1$ par exemple.

Considérons Fig.II-27 une déviation α dans la direction x par exemple, de l'image circulaire (C_1) d'une source de rayon R, uniformément éclairée à la valeur e_o.

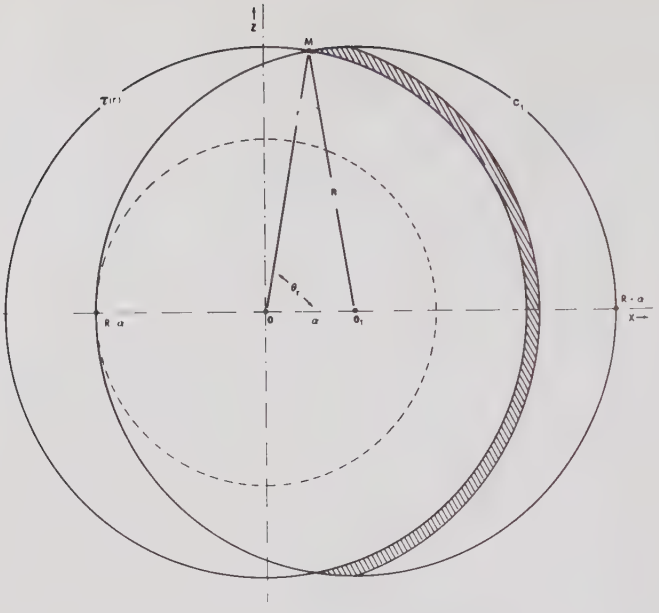


fig.II.27

Soit $\tau(r)$ le coefficient de transmission du plan (x,Z) fonction de révolution nécessaire à l'omnidirectionnalité du masque. Le flux sortant est alors :

$$(\alpha) = e_o \int_o^{R+\alpha} \tau(r) \left[2 \int_o^{\theta r} r.d\theta \right] dr$$

$$(2,1) \qquad (\alpha) = 2e_o \int_o^{R+\alpha} r.\tau(r).\theta(r).dr$$

$$(2,2) \qquad \theta r = \pi \quad \text{lorsque} \quad 0 \leqslant r \leqslant R-\alpha$$

θr est la détermination principale de :

$$\arccos \frac{r^2+\alpha^2-R^2}{2\alpha R} \quad \text{lorsque} \quad R-\alpha < r \leqslant R+\alpha$$

Nous sommes en présence d'un cas particulier de l'intégrale générale du Chapitre II, paragraphe 4-3 ramenée à une intégrale simple que l'on peut écrire en deux parties.

$$(\alpha) = 2e_o \left[\int_o^{R-\alpha} \pi.r\,\tau(r)\,dr + \int_{R-\alpha}^{R+\alpha} \tau(r).f(\alpha,r).dr \right]$$

(2,3) avec $f(\alpha,r) = r.\arccos \frac{r^2 + \alpha^2 - R^2}{2\alpha R}$

On posera les variables réduites :

(2,4) $a = \alpha/R \qquad t = r/R$

$\tau(r) = \tau(Rt) = \mu(t)$

$f(\alpha,r) = f(Ra, Rt) = R\,g(a,t)$

(2,5) avec $g(a,t) = t.\arccos \frac{t^2 + a^2 - 1}{2at}$

L'équation intégrale devient :

(2,6) $\Phi(\alpha) = \Phi(Ra) = 2e_o \left[\int_o^{1-a} \pi R^2 t.\mu(t)\,dt + \int_{1-a}^{1+a} R^2 \mu(t).g(a,t)\,dt \right]$

(2,7) on posera : $K(a) = \frac{\Phi(\alpha)}{\Phi_{max}} = \frac{\Phi(\alpha)}{\pi R^2 e_o}$

(2,8) $K(a) = 2 \left[\int_o^{1-a} t\mu(t).dt + \frac{1}{\pi} \int_{1-a}^{1+a} \mu(t).g(a,t)dt \right]$

(2,8 bis) $g(a,t) = t.\arccos \frac{t^2 + a^2 - 1}{2at} \qquad \forall a \ ]0,1]$

$0 \leqslant \mu(t) \leqslant 1$

Nous limiterons cette étude à un exemple simple de strioscopie directe, omnidirectionnelle et à transfert linéaire. Soit donc : $K(a) = ma + K(o)$ avec les conditions (2,8 bis).

1°/ - Fond noir : $K(o) = 0$

$$K(o) = 2 \left[\int_o^1 t\mu(t).dt + \frac{1}{\pi} \int_1^1 \mu(t).g(a,t).\,dt \right]$$

La deuxième intégrale étant manifestement nulle, par ses bornes, une solution particulière de cette équation peut être :

(2,9) $\mu(t) = 0 \qquad \forall \ 0 \leqslant t \leqslant 1$

$0 < \mu(t) \leqslant 1 \qquad \forall \ t > 1$

Solution éminement physique qui consiste, en l'absence de déviation à cacher l'image circulaire de la source, par un disque opaque de même dimension.

L'équation (2,8) devient :

$$(2,10) \quad ma = \frac{2}{\pi} \int_{1}^{1+a} \mu(t)\, g\,(a,t)\, dt\,, \quad 1 < t \leqslant 1+a$$

posons $q = \pi m$ et $p = t-1$

$$\mu(t) = \mu(p+1) = \nu(p)$$

$$g(a,t) = g\left[a,(p+1)\right] = G(a,p)$$

L'équation (2,10) se met sous la forme :

$$(2,11) \quad qa = 2 \int_{o}^{a} \nu(p)\, G(a,p)\, dp$$

Equation intégrale du type Volterra de première espèce dont le noyau est :

$$G(a,p) = \begin{cases} (p+1) \arccos \dfrac{(p+1)^2 + a^2 - 1}{2a(p+1)} & \text{si } o < p \leqslant a \\ o \qquad \text{si} \qquad p > a \end{cases}$$

comme $o < a \leqslant 1$: $|G(a\,p)| \leqslant \pi\,(p+1) \leqslant 2\pi$

On montre (3) qu'une telle équation dont le noyau est borné et la fonction arbitraire intégrable, admet une solution unique.

- 2°/ - Sensibilité maximale

On trouvera à l'annexe (1) la résolution numérique par discrétisation des fonctions $\nu(p)$ et $K(a)$ pour l'intervalle $o < a \leqslant 1$ et les résultats numériques correspondants à la condition supplémentaire $\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha}$ max du chap.II-4/3°. Les

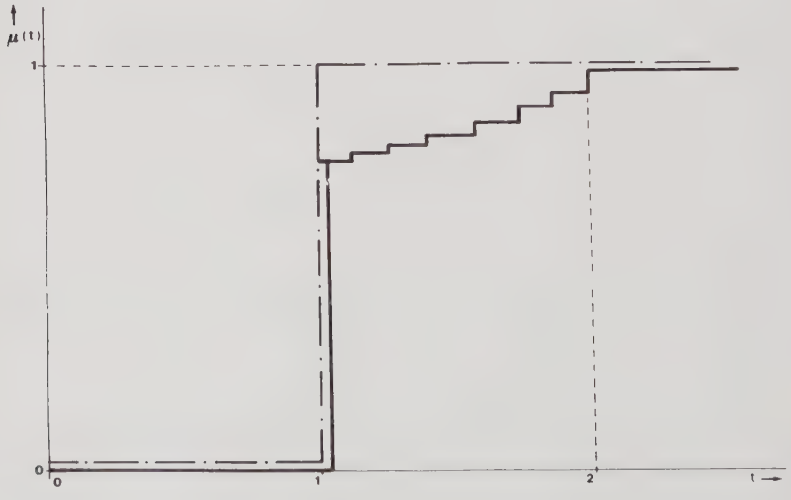


fig.II.28

Figures II-28 et II-29 montrent respectivement, les valeurs comparées des coefficients de transmission, d'un diaphragme circulaire corrigé et non corrigé, et en II-26 les caractéristiques de transfert correspondant à ces diaphragmes.

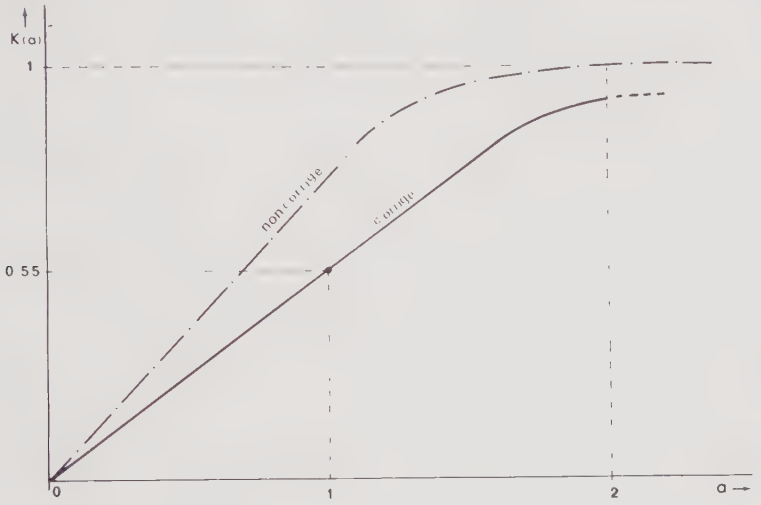


fig.II.29

II-4-3 Remarques

Les considérations de ce chapitre amènent à conclure que, parmi tous les types de masques ayant été utilisés jusqu'alors en strioscopie directe ou inversée, deux types seulement peuvent être retenus donnant entière satisfaction dans la quasi totalité des expériences, à savoir :

a) - l'association fente-couteau à directionnalité variable permettant une sélection des images, en conservant un transfert linéaire.

b) - l'association disque uniformément éclairé-disque opaque corrigé ou non de sa non-linéarité soit par voie optique, soit par voie électrique, pour ses propriétés d'omnidirectionnalité.

Ce sont les deux associations les plus faciles à réaliser avec une bonne précision, et leurs réglages divers ne nécessitent que des techniques habituelles.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

(1) A.BARONE
Encyclopedia of Physics, Edt; S.Flügge - Vol.XI/2 - Acoustics II.

(2) Mlle M. MERLE
Rôle du diaphragme dans la méthode strioscopique. Note n° 336 du CRSIM - Marseille (1953).

(3) S.G. MIKHLIN
Intégral equations. 2nd ed.Russian Transl. Pergamon Press Oxford (1964) p.15.

CHAPITRE III

REALISATION EXPERIMENTALE

III-1 ORGANISATION GENERALE DU STRIOSCOPE

L'installation complète, peut être schématiquement séparée en deux parties sensiblement indépendantes .

III-1-1 La tête strioscopique

Elle assure l'émission lumineuse, et la réception du faisceau véhicule de l'information à partir d'un des couples source-diaphragme précédemment définis.

Sa conception doit lui permettre d'assurer à la fois, l'évidente nécessité de séparation géographique entre l'émission et la réception et la conservation rigoureuse des positions de conjugaison de la source et de son image, dans le plan du centre du miroir. Sa réalisation peut être rendue sensiblement indépendante des caractéristiques du miroir utilisé.

III-1-2 Le miroir et son environnement

Il est à la fois l'organe optique essentiel et l'une des frontières du champ acoustique étudié.

Aucune partie de son support, aucun organe d'orientation ne doivent se trouver dans le demi-espace situé en avant de sa face réfléchissante de façon à n'introduire aucun obstacle diffractant, dans le champ acoustique.

III-1-3 Séparation des faisceaux d'émission et de réception

La source et son image doivent être obligatoirement distinctes. Cependant, aussi parfait que soit le miroir sphérique seul son centre est un point de stigmatisme rigoureux. On doit donc s'attacher à rapprocher au maximum la source et son image dans le plan du centre pour éviter une définition médiocre des contours d'image pas astigmatisme et coma.

Nous avons essayé trois méthodes de séparation avec des succès inégaux.

III-1-3-1 Semi-réflexion

Le faisceau est replié dans une direction perpendiculaire à l'axe du miroir sphérique par une glace semi-réfléchissante, ou un cube de Lummer Fig.III-1. C'est évidemment le dispositif qui donne les moindres aberrations pour une source quasi-ponctuelle S_1 coïncidant avec sa propre image S_2 au centre du miroir. L'éclairement de l'image S_2 de la source est alors réduit au quart de l'éclairement de S, lorsque R=T=0,5. Ceci n'est qu'un inconvénient mineur lorsque l'éclairement est stroboscopique, qui n'augmente que les temps de pose pour l'acquisition d'un document photographique, et qui reste compatible avec la sensibilité de la prise de vues en télévision.

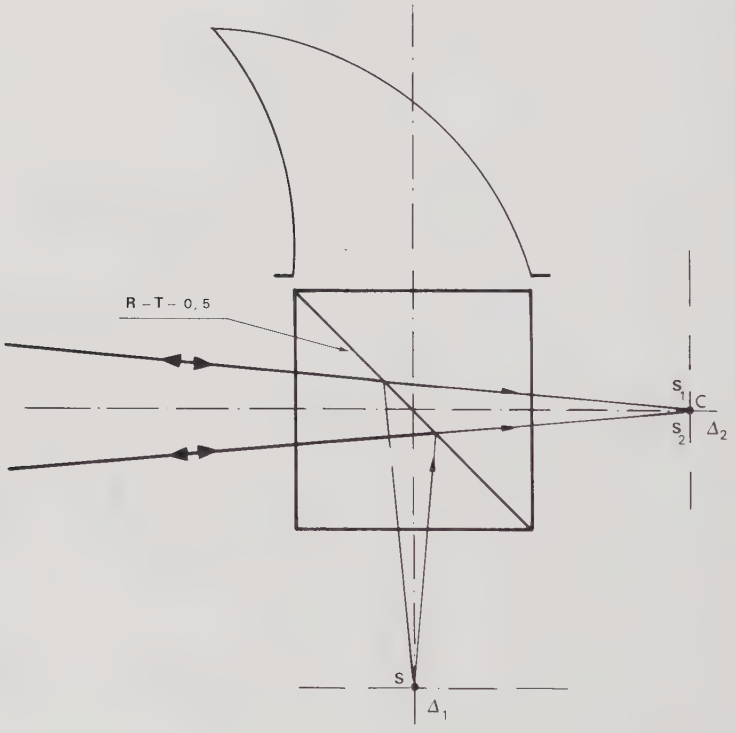


fig.III.1

Cette disposition séduisante au point de vue aberrations possède deux importants défauts qui ont conduit à son abandon.

1°/ - Aussi soigné que soit le piège à lumière situé en face de S (Fig.III-1) et bien que les faces du cube de Lummer utilisé soient optiquement traitées, il est impossible d'éliminer totalement les images parasites des sources issues des réflexions internes sur les faces du cube ou sur la face non traitée de la glace semi-réfléchissante. Ces images parasites apparaissent d'autant plus que l'on utilise généralement le montage avec fond obscur en l'absence de champ sonore.

2°/ - L'asservissement de position en rotation autour des axes Δ_1 et Δ_2, indispensable à l'orientation variable des organes unidirectionnels, ainsi que l'orthogonalité de ces axes, ne peuvent être mécaniquement assurés avec la précision nécessaire sans de grandes difficultés d'usinage des diverses pièces (la taille d'engrenages coniques en particulier).

III-1-3-2 Réflexion totale du faisceau d'émission

Si l'on consent à séparer la source de son image dans le plan du centre du miroir, il apparaît alors une région non commune aux deux faisceaux, d'autant plus étendue que les points S_1 et S_2 sont éloignés Fig.III-2. On écartera les points S_1 et S_2 du strict minimum nécessaire à l'emplacement d'un petit miroir plan M_1 parfaitement réfléchissant ne donnant lieu à aucune image parasite et à aucune perte sensible de flux lumineux.

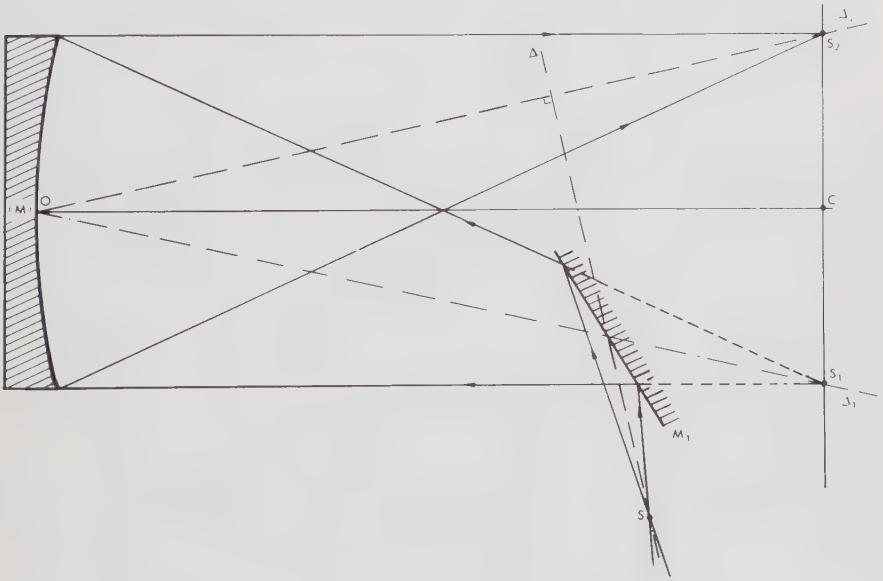


fig.III.2

La disposition de la Figure III-3 est également possible et permet le repli du même faisceau d'émission avec un écartement moindre des points S_1 et S_2.

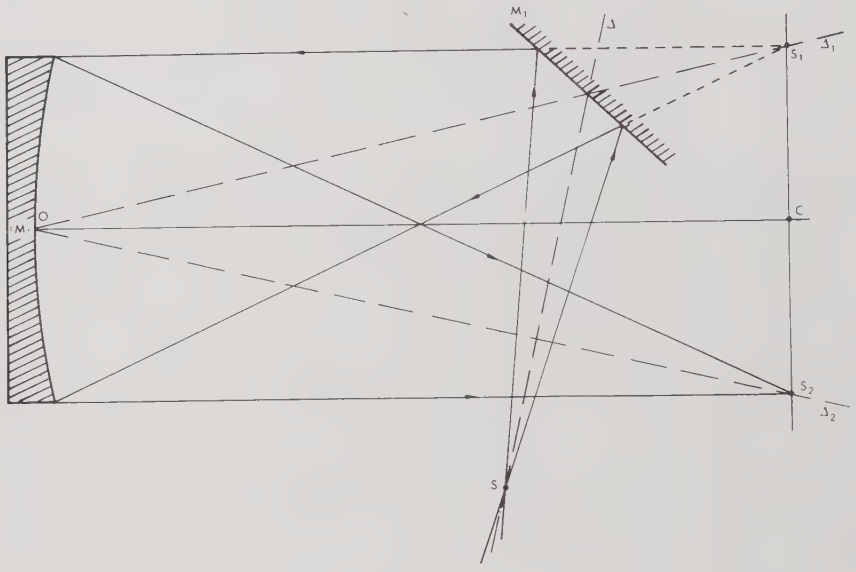


fig.III.3

Cependant, dans le cas de la figure III-3, bien que l'on puisse rapprocher S_1 et S_2 davantage que dans le cas de la Figure III-2. Le recoupement quasi-orthogonal des deux faisceaux ne laisse pas assez de place disponible autour de S_1et de S_2 pour le logement des pièces de guidage et d'entraînement des couples sources-diaphragmes.

La première version que nous avons réalisée (Fig.III-4) correspond au schéma de la Fig.III-2.

Bien que nous n'ayons pu réaliser l'asservissement de position des sources et de leurs images, avec la précision souhaitée, ce dispositif fut une étape intéressante vers la réalisation finale. Sa mise au point et son utilisation (1) nous permirent de fixer les limites supérieures d'écartement des points conjugués S_1 et S_2 et d'optimiser la technologie de construction mécanique en vue de l'interchangeabilité des couples sources-diaphragmes. Nous pûmes également vérifier qu'en permutant émission et réception, les défauts de surface du miroir plan M_1 n'apparaissaient pas contrairement à l'opinion généralement admise en strioscopie qu'aucun composant optique ne doit se trouver sur le faisceau de retour sous peine de dégradation de l'information strioscopique.

Le miroir de repli M_1 est un miroir plan de 50 x 50 mm optiquement traité et métallisé, donc exempt de défauts macroscopiques conduisant à une distorsion de l'image S_1 de la source. Les seuls défauts visibles, dans cette expérience de foucaultage restent donc les stries d'usinage et la microgéométrie du traitement métallique de surface.

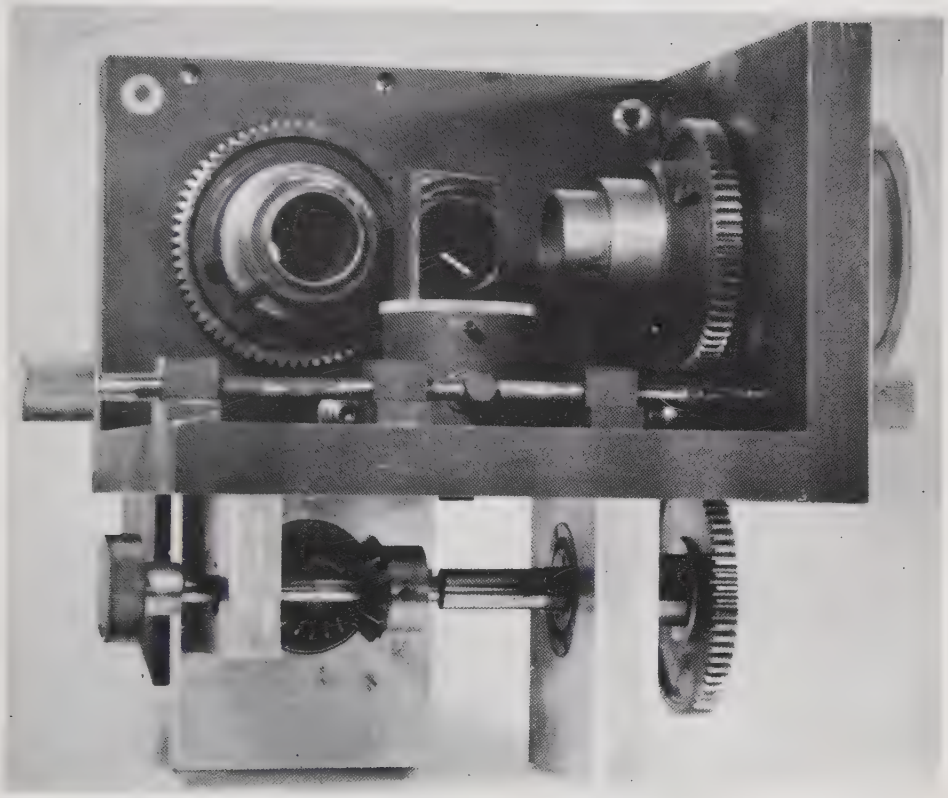


fig.III.4

Cependant la mise au point, soit de l'oeil soit de l'objectif de prise de vues est faite sur la face avant du miroir sphérique en O; dans le plan d'observation, le flux lumineux parasite diffracté par les défauts de surface de M_1 sera donc totalement délocalisé et ne donnera lieu à aucune conversion d'image puisqu'il n'est pas focalisé dans le plan de striation (S_2).

III-1-3-3 Réflexions totales des deux faisceaux

L'expérience précédente nous ayant montré la possibilité de repli du faisceau de réception, nous y avons trouvé le moyen de remédier au défaut de précision dans les mouvements de rotation.

En effet, dans la disposition de la Fig.III-5, les axes de rotation Δ_1 et Δ_2 se trouvent colinéaires et l'asservissement de leurs rotations ne nécessite qu'un nombre restreint d'engrenages plans.

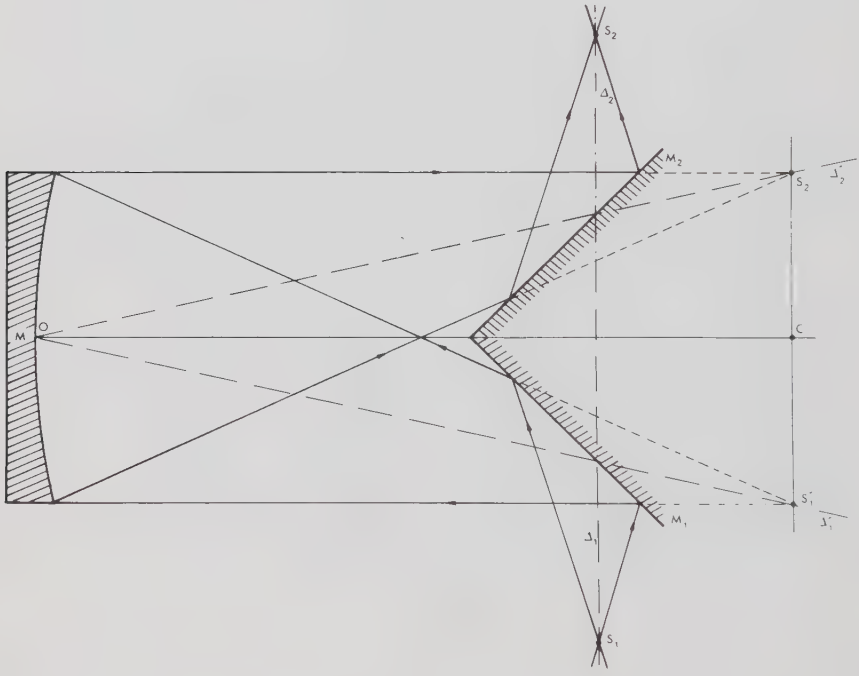


fig.III.5

On remarquera la symétrie totale du montage, chaque point S_1 ou S_2 pouvant être indifféremment affecté à l'émission ou à la réception. Les opérations diverses d'usinage, d'ajustement et de réglages optiques en seront grandement facilitées.

III-2 TETE STRIOSCOPIQUE

Elle est conçue selon le schéma de la figure III-5 avec repli des deux faisceaux dans deux directions colinéaires opposées. Les figures III-6 a, b montrent la disposition générale des divers élements. Les détails et schémas technologiques sont rassemblés à l'annexe III.

III-2-1 Miroirs de renvoi

Deux miroirs plans carrés, optiquement surfacés et métallisés de 40 mm de côté sont collés par trois points de leur surface sur un support et font entre eux un angle voisin de $\pi/2$.

Leur positionnement précis est assuré par déformation du support permettant de petites rotations autour de deux axes rectangulaires. L'espace nécessaire au libre parcours des faisceaux ayant été réduit au minimum, les images S'_1 et S'_2 des organes S_1 et S_2 Fig.III-5, ont pu être rapprochées jusqu'à n'être qu'à 35 mm l'une de l'autre.

Cette distance ne constitue pas à proprement parler un minimum technologique, mais sa réduction encore possible nécessiterait la fabrication de roulements à aiguilles spéciaux que nous n'avons pu envisager (voir annexe III).

III-2-2 Asservissement de rotation

Les organes de striation, sources, diaphragmes, masques sont montés sur des supports interchangeables, mobiles en translation selon l'axe commun Δ_1, Δ_2. On peut ainsi parfaire la mise au point et assurer que les points S'_1 et S'_2 sont bien dans un plan perpendiculaire à l'axe OC du miroir sphérique, passant par son centre C.

Chacun de ces supports, entre à jeu réduit dans une bague mobile en rotation uniquement autour de l'axe commun $\Delta_1 \Delta_2$.

L'asservissement de position est réalisé par un train d'engrenages plans à denture hélicoïdale de rapport -1 montés sans jeu Fig.III-6 a et b.

Seule cette disposition nous a permis de conserver une conjugaison rigoureuse des axes Δ'_1 et Δ'_2 et de maintenir indépendante de leur orientation les positions relatives de l'image de la source et de l'organe de striation.

L'ensemble enfin est mobile en translation dans la direction de l'axe OC du miroir pour être convenablement positionné par rapport au centre C. Fig. III-7.

On notera qu'une telle structure est immédiatement adaptable à un autre miroir sphérique pourvu que son rayon de courbure et son ouverture soient tels que la distance S'_1 S'_2 ne conduise pas à de trop fortes aberrations.

III-2-3 Organes de striation

Quelle que soit la forme choisie, ils sont tous montés par couples sources-masques, sur des supports identiques immédiatement interchangeables, leur positionnement préréglé ne nécessitant aucune manoeuvre supplémentaire.

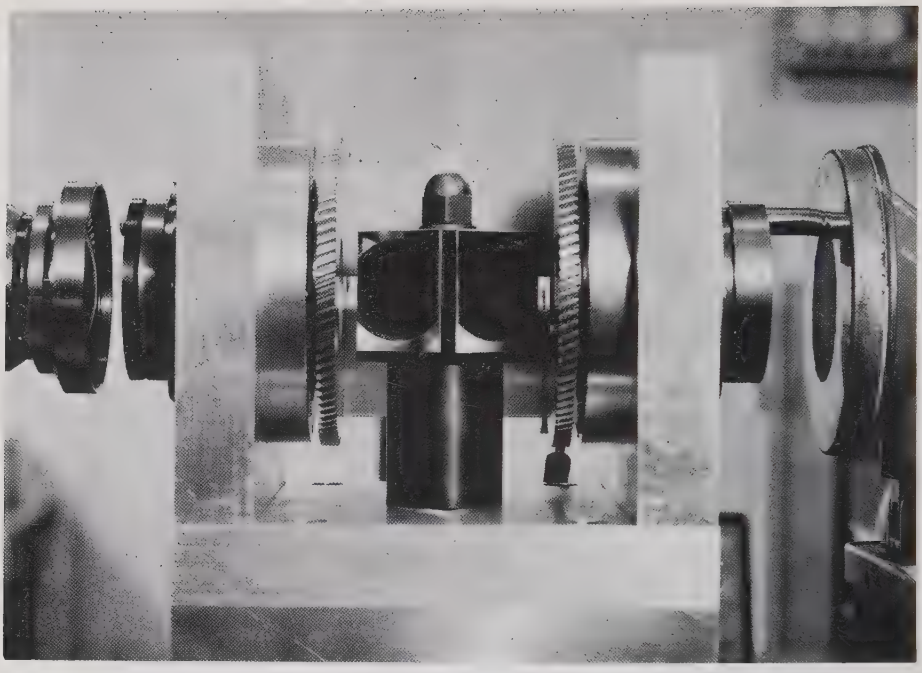
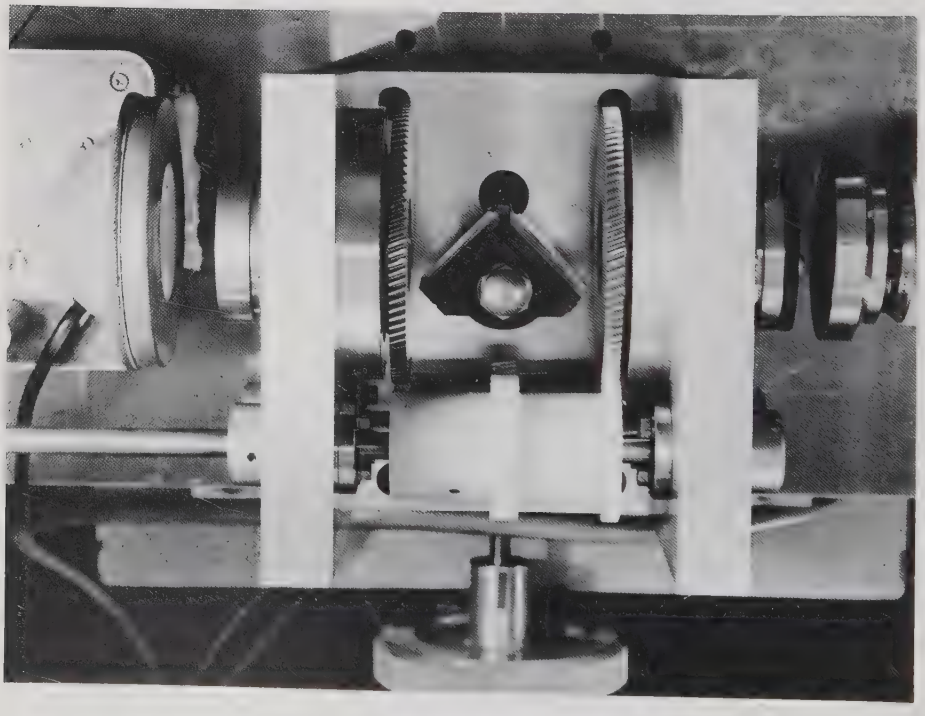


fig. III.6



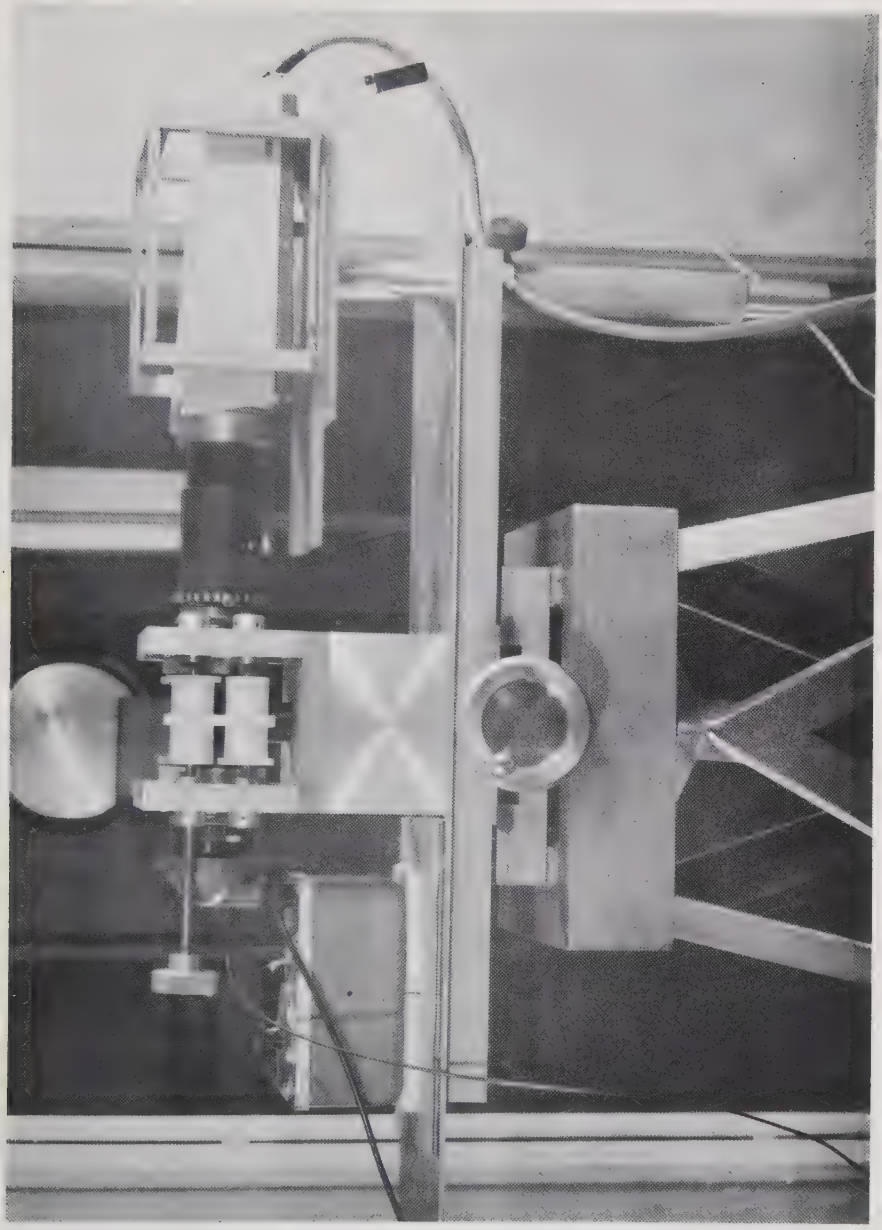


fig.III.7

L'expérience nous ayant montré que les deux couples fente rectangulaire-couteau et disque lumineux-disque opaque suffisaient à l'exploration de la quasi-totalité des problèmes nous n'avons porté d'attention particulière que sur ces deux types d'organes.

III-2-3-1 Fente-couteau

La réalisation de la fente a fait l'objet d'un soin particulier de telle sorte que son ouverture soit symétrique par rapport à l'axe de rotation de l'ensemble. Son ouverture maximale est de 3 mm et l'excentration du centre du rectangle n'excède pas 5μ. quelle que soit son ouverture. Dans ces conditions, pour une ouverture moyenne de l'ordre de 1 mm, la variation relative d'aire démasquée reste inférieure à 10^{-2}, quelle que soit l'orientation du dispositif. Les détails de sa réalisation technique figurent à l'annexe III. Le couteau rectiligne est définitivement immobilisé sur l'axe de rotation de façon à se trouver dans les conditions du chapitre II-paragraphe 2-5-1 ($a = a_o/2$, du point de fonctionnement au milieu de la partie linéaire de la caractéristique).

III-2-3-2 Diaphragmes circulaires

Nous avons choisi un trou circulaire à bords minces de 6 mm de rayon, ce qui, compte tenu des observations du chapitre II - paragraphe 3-3-1, assurera au transfert de l'organe, une linéarité meilleure que 10^{-2} tant que la déviation maximale en un point quelconque du champ observé n'excèdera pas R/2 soit 3 mm dans le plan de striation.

La source garde une étendue modeste, compatible avec les conditions de Gauss pour le miroir et les relations du chapitre II - paragraphe 2-2 restent valables avec une approximation suffisante.

Le centrage sur l'axe de rotation est effectué par approximations successives à l'aide d'un micromètre comparateur. L'organe de striation est un disque opaque à bords minces de taille identique à la source. En l'absence de champ sonore, l'image est donc quasi-obscure et seuls sont visibles les défauts de surface du miroir sphérique.

Ce disque doit être maintenu parfaitement centré sur l'axe de rotation de son support tout en assurant à la région extérieure à son contour un coefficient de transmission voisin de 1.

Ce positionnement est assuré par emmanchement dans une lame à faces parallèles en plexiglass située en arrière du plan de striation par rapport au miroir sphérique comme le montre la figure III-8.

Dans ces conditions, les surfaces de la lame n'ont pas besoin d'être optiquement traitées et n'introduisent ni distorsion d'image ni diffraction parasite.
L'ensemble peut alors être facilement centré sur le support.

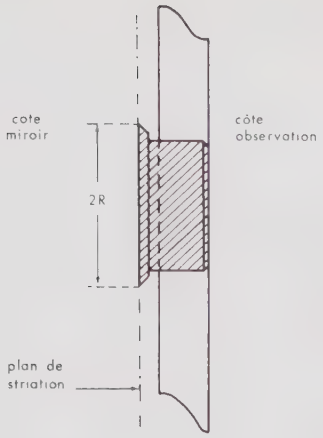


fig.III.8

III-2-4 Adaptation de la tête au miroir

L'adaptation de la tête à un miroir donné n'est fonction que du rayon de courbure de celui-ci, sous réserve que l'écartement des points S'_1 et S'_2 ainsi que l'étendue des sources utilisées soient compatibles avec son ouverture (conditions de Gauss).

Les seuls réglages a effectuer sont ceux des deux miroirs de renvoi M_1 et M_2 - Fig.III-9 - de telle sorte que les axes Δ'_1 et Δ'_2 images respectives de Δ_1 et Δ_2 dans les miroirs M_1 et M_2 soient en position de conjugaison.

La distance HC étant déterminée par construction, le point H est matérialisé dans le montage par l'axe de rotation du support des miroirs M_1 et M_2 et sert de référence pour la détermination de la distance OC=R rayon de courbure du miroir concave (M).

Les miroirs M_1 et M_2 étant retirés de la tête strioscopique, on amène l'axe optique d'une lunette de visée L en coïncidence avec le segment HC perpendiculaire à la direction commune Δ_1 Δ_2 fixe et repèrable par construction.

Le point 0 est alors matérialisé sur la face avant du miroir concave par le centre d'une mire faite de cercles concentriques et la distance OC ajustée par mesure directe de OH avec une précision de l'ordre du millimètre.

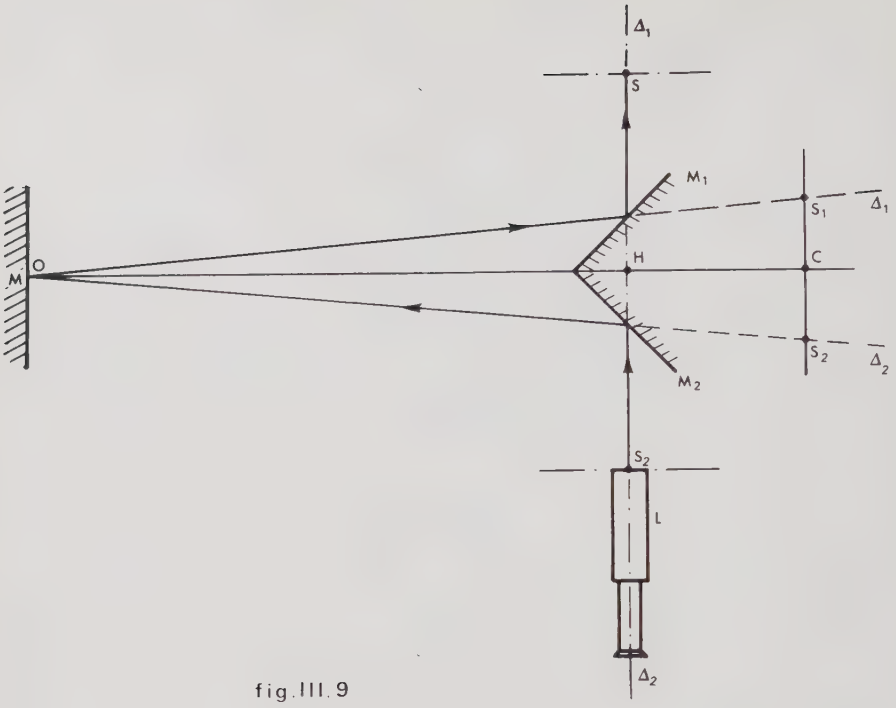


fig.III.9

Les miroirs de renvoi sont remis à leur place et leur position commune est approximativement réalisée à l'oeil par rotation d'ensemble autour de l'axe de leur support passant par H. La lunette de visée est alors engagée dans la bague support correspondant à l'un des points S_1 ou S_2. Son axe optique est amené en coïncidence précise avec l'axe de rotation correspondant Δ_1 ou Δ_2 par annulation de la précession apparente du point de visée sur la mire. Par déformation du support du miroir correspondant M_1 ou M_2, on amène l'axe de visée matérialisant l'un des axes Δ' à passer par le centre 0 de la mire. La même opération étant faite pour l'autre axe de rotation, les axes Δ'_1, Δ'_2 et OC sont donc rendus coplanaires et concourants en 0, sommet du miroir concave. Le grandissement linéaire de la lunette utilisée est tel que les visées du point 0 sont faites à mieux que 0,5 mm. Avec une distance OC=R=6 m pour notre miroir, la position angulaire des axes Δ'_1 Δ'_2 et OC est donc assurée avec une incertitude absolue inférieure à 10^{-4} radian.

Ces réglages devront être améliorés par la suite, ainsi que la position réciproque des points S'_1, S'_2 et C, la distance OC=R devant être déterminée avec une précision meilleure que la distance d'astigmatisme du miroir de l'ordre de 0,2 mm. Cette dernière manipulation constitue l'adaptation réciproque du miroir à la tête strioscopique et ne peut donc pas en être rendue indépendante.

III-3 MIROIR CONCAVE

Nous avons utilisé un miroir sphérique qui se trouvait au laboratoire depuis un certain temps et dont nous n'avons pu retrouver les caractéristiques d'usinage autrement que par nos propres constatations.

C'est un miroir sphérique concave de 50 cm de diamètre et de 6 m de rayon de courbure. Le support est en glace blanche, et son épaisseur au bord est de 35 mm.

La couche réflechissante, réalisée par les établissements MTO(*) est du type métallique stabilisée et ses propriétés optiques, mécaniques et chimiques se trouvent consignés dans le catalogue de ce fabricant sous la référence Amplivex 90 Optique. L'ensemble des défauts de surface que nous avons pu constater provient donc à la fois des défauts d'usinage du support et des imperfections de la métallisation sans que nous ayons pu distinguer l'importance relative de chacune de ces causes.

Ce miroir étant la pièce optique essentielle de tout le montage, il convient d'analyser séparément toutes les causes qui font différer la réalité expérimentale du schéma, idéalement simple, de l'expérience de Foucault.

D'abord, en supposant même la perfection de la surface sphérique la définition des contours dans l'image de la source ne sera ni parfaite, ni même plane. Le défaut principal reste l'astigmatisme et la courbure de champ qui lui est associée, l'objet et son image étant obligatoirement écartés du centre C. Ensuite nous distinguerons schématiquement les écarts par rapport à la surface sphérique vraie, en défauts macrogéométriques et microgéométriques comparativement à la longueur d'onde moyenne de la lumière utilisée.

III-3-1 Aberrations

L'importance relative de ces défauts apparaît clairement lorsque, dans la phase ultime des réglages, on cherche à réaliser avec précision, le positionnement de chacun des points S'_1 et S'_2 (Fig.III-9) par rapport au centre (C) du miroir.

Par rotation du miroir concave dans son support, on amène le centre C au voisinage immédiat du centre de l'objet S'_1. Un microscope de visée permet de réaliser la mise au point simultanée du centre de l'objet et du centre de l'image dans un même plan par autocollimation. Compte-tenu de l'étendue et de la profondeur de champ du microscope utilisé, le centre du miroir se trouve dans le plan de mise au point avec une précision suffisante de l'ordre de $\pm$ 0,02 mm.

L'axe du miroir est alors ramené en position correcte par rapport à la tête strioscopique. L'image qui se forme autour de S'_2 n'est plus parfaite. La mauvaise définition de son contour va provoquer un certain nombre de perturbations dans la caractéristique de transfert des organes utilisés.

(*) Métallisation et Traitements Optiques - PARIS -

III-3-1-1 Fente-couteau

L'objet étant une fente rectangulaire, on s'aperçoit au microscope que la mise au point sur les plus grands côtés de la fente se fait alternativement sur chacune des deux pseudo-images correspondant à deux orientations privilégiées de la fente par rapport par rapport au segment (S'_1, C, S'_2). Si la fente est dans la direction du segment, c'est l'image sagittale qui paraît la plus nette, si la fente est perpendiculaire au segment, l'image tangentielle paraît meilleure.

Pour toutes les orientations intermédiaires, les pseudo-images disparaissent.

L'expérience et le calcul concordent dans la détermination de la distance d'astigmatisme correspondant à l'écartement $S'_1 S'_2 = 35$ mm. Sa valeur au centre de l'objet est d'environ 0,15 mm.

L'erreur de transfert qui en résulte affecte donc spécialement les points anguleux correspondant aux deux extrémités de la caractéristique (Fig.II-6). L'écart par rapport aux droites théoriques doit être déterminé en fonction du mode opératoire choisi défini par la place du point de fonctionnement sur la caractéristique (II-2-4).

a) - Fond noir

L'écart par rapport aux droites théoriques peut être rendu minimal, mais alors le couteau doit être placé dans le plan de l'une ou de l'autre des focales sagitalle ou tangentielle. Le fond noir ayant été réalisé pour l'une des orientations privilégiées de la fente ne peut alors être conservé dans la rotation d'ensemble.

Cette disposition qui améliore la linéarité de départ de la caractéristique dans une seule direction n'est cependant pas souhaitable car elle se fait au détriment de la symétrie de révolution.
Elle est d'autant moins nécessaire que la notion même de fond noir sera fondamentalemer remise en cause par les défauts de surface du miroir.

b) - Conservation de la symétrie

Le couteau est placé entre les deux focales, dans un plan tangent à la surface lieu des cercles de moindre diffusion. Le défaut de linéarité de départ n'est plus minimal mais il est rendu sensiblement indépendant de l'orientation de la fente Il ne subsiste plus alors dans le champ que les défauts de surface du miroir et leur aspect n'est plus que faiblement modifié au cours d'une rotation d'ensemble.

On s'aperçoit alors qu'il n'est plus possible de distinguer les défauts dûs aux aberrations, des erreurs d'excentration et d'alignement des axes de rotation La technologie de construction adoptée utilise donc au mieux les qualités optiques du miroir et son amélioration n'est à envisager qu'avec l'utilisation d'un miroir plus performant.

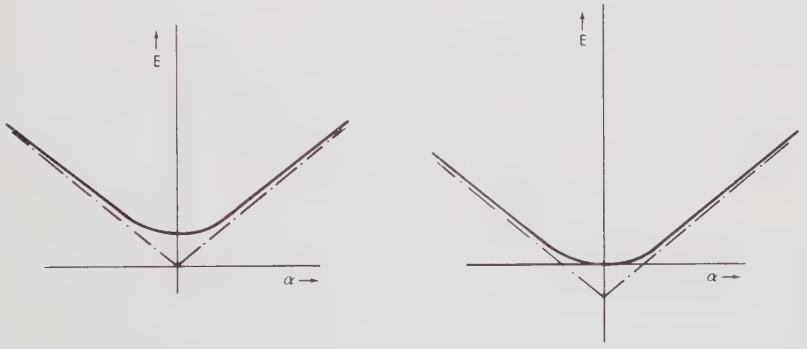
Remarquons afin que les aberrations géométriques n'affectent que les extrémités anguleuses de la caractéristique. La quasi totalité des observations étant faites avec un point de fonctionnement au centre de la partie rectiligne, il suffit donc que l'ouverture de la fente soit légèrement supérieure au double des déviations maximales observables.

III-3-1-2 Diaphragmes circulaires

Les contours de l'objet présentent toutes les orientations possibles par rapport au centre C , il n'y a évidemment aucune pseudo-image et l'on doit placer le diaphragme sur le cercle de moindre diffusion.

L'utilisation de ces diaphragmes constitue le teste le plus sévère du montage et paradoxalement le plus commode à mettre en oeuvre. En effet, la caractéristique de transfert de ces organes présente un minimum anguleux nul. Associé à l'oeil dont on connaît l'extrême sensibilité en vision nocturne, on obtient un dispositif détecteur de zéro d'une très grande sensibilité. Si l'on suppose que les réglages divers sont optimaux, une rotation d'ensemble de ces diaphragmes ne doit apporter aucune modification de l'image en vertu de leur omnidirectionnalité. En particulier, l'aspect des défauts de surface du miroir n'est pas modifié, contrairement à ce qui se passe avec l'association fente-couteau. Toute modification du champ par rotation d'ensemble est donc caractéristique à la fois d'un mauvais alignement des axes et d'une mauvaise localisation du diaphragme. La localisation correcte du diaphragme peut être assurée indepndamment des autres réglages avec les techniques d'autocollimation et de visée microscopique déjà utilisées pour les diaphragmes rectilignes (III-3-1). La diffusion sur les bords de l'image peut être rendue quasiment régulière sur la totalité du contour circulaire. Son influence sur la caractéristique de transfert est alors un arrondi du point anguleux et une remontée du minimum Fig.III-10 donnant un fond non obscur, même en l'absence de défauts de surface du miroir.

On est alors amené à rendre le diamètre du diaphragme très légèrement supérieur à celui de la source de façon que le minimum soit presque nul.



a) $R_d = R_s$ b) $R_d > R_s$

fig. III.10

Nous obtenons le cas de la Fig.III-10b avec un diamètre de diaphragme de 12,2 mm pour une source de 12 mm de diamètre. Si l'on cherche un fond absolument obscur, on est amené à exagérer le diamètre du diaphragme et la

caractéristique de transfert prend l'allure de la Fig.III-11.

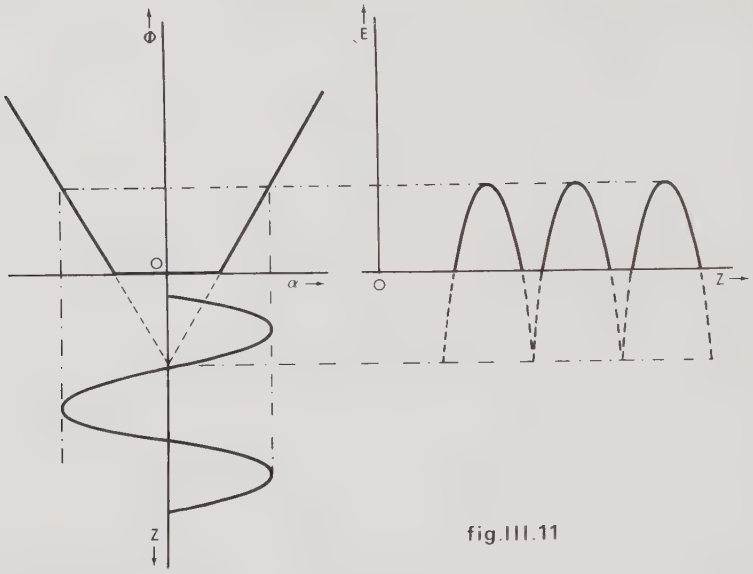


fig.III.11

L'apparition d'un "seuil" dans le transfert est non seulement nuisible à l'interprétation des images , mais peut également masquer des erreurs d'alignement et d'excentration.

Lorsque les diamètres choisis sont conformes à la Fig.III-10b, une erreur d'alignement des axes Δ'_1, Δ'_2 et OC de la Fig.III-5 se traduit par une translation globale de la caractéristique par rapport aux axes du champ acoustique dans la direction de l'excentration.

La Fig.III-12 à trois dimensions rend compte de l'allure générale de cette caractéristique.

La symétrie de révolution $O\Phi$ n'existe plus, et il apparaît par conséquent une directionnalité variable selon OS par rapport au plan d'observation (xOZ). La réduction de l'excentration OS a des valeurs compatibles avec une observation correcte, est en définitive le seul problème technologique auquel nous n'avons pu, faute de moyens suffisants, apporter de solution totalement satisfaisante.

Le montage photométrique qui nous a servi au relevé des caractéristiques, nous permet d'extraire du bruit de fond, des impulsions lumineuses dont la hauteur est égale à environ 1/100° de leur valeur maximale.

En d'autres termes, le minimum perceptible de la fonction K(a) du chapitre II-3-3-1 est de 10^{-2}. Au voisinage de l'origine, elle est assimilable à sa pente à l'origine, droite d'équation $2a/\pi$.

L'excentration réduite minimum perceptible est donc : $a_{min} = \pi/2.10^{-2}$. Avec un rayon de diaphragme de 6 mm, il lui correspond un déplacement des centres de $x_{min} \simeq 9.10^{-2}$ mm. L'axe OC du miroir doit être la bissectri-

ce des axes Δ'_1 et Δ'_2 à mieux que :

$$\Delta\theta = \frac{1}{2}\frac{x_{min}}{OC} \simeq 8.10^{-6}\,rd$$

(OC rayon de courbure du miroir = 6 m).

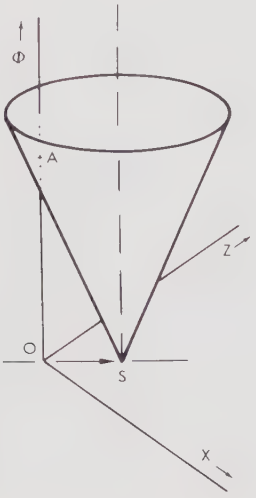


fig. III.12

Si les tolérances d'usinage de la tête strioscopique permettent d'obtenir des excentrations limites $\simeq x_{min}/10$, la rigidité des sols , et les fluctuations du bâtiment où est implanté le montage, ne permettent pas d'assurer la précision requise dans l'orientation du miroir. Un changement de place de l'observateur dans la pièce de l'expérience, ou le passage d'une personne dans le couloir contigü est facilement détecté par les instruments de mesure.

Si l'on sait que l'oeil, en vision nocturne, a une sensibilité environ 100 fois supérieure à celle des instruments de mesure utilisés, on voit qu'il est pratiquement impossible d'assurer des réglages optimaux correspondant aux performances possibles du montage. Son utilisation complète nécessite l'implantation de locaux adaptés et une étude soignée de son environnement.

Rappelons que si les tolérances de position d'un point de fonctionnement sont très strictes pour les diaphragmes circulaires, il n'en est heureusement pas de même pour la fente rectangulaire et le couteau. Un déplacement de l'ordre de x_{min} sur le centre de la partie rectiligne de leur caractéristique n'entraîne aucune modification perceptible de l'image.

III-3-2 Défauts de surface

Il y a lieu de comparer la taille des défauts à celle de la longueur d'onde moyenne de la lumière utilisée. En effet, l'apparition de flux parasite en dehors du contour géométrique de l'image supposée exempte d'aberrations est imputable à deux facteurs simultanés.

III-3-2-1 Défauts macroscopiques

Supposons Fig.III-13 un défaut de surface d'étendue Σ finie et n'ayant aucune forme particulière, par rapport à la surface sphérique par-

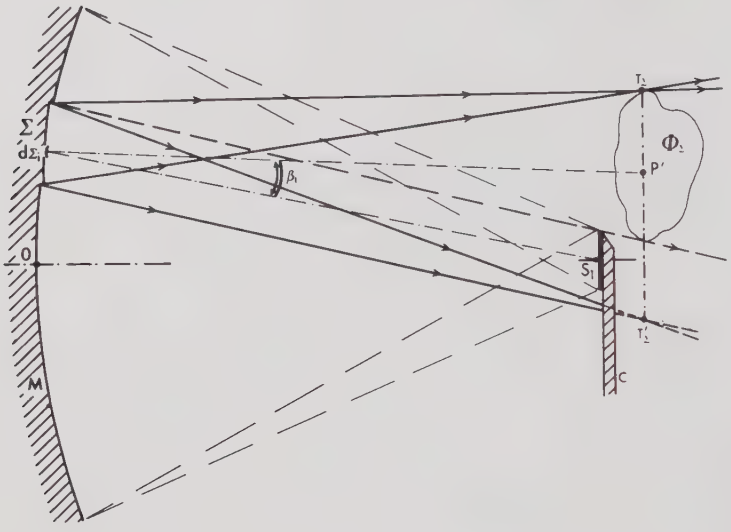


fig.III.13

Nous pouvons considérer Σ comme la somme de miroirs élémentaires $d\Sigma_i$ donnant dans le plan de striation π une tache diffuse dont le maximum d'intensité se situe dans une direction PP' faisant un angle β_i avec la normale au point P à la surface sphérique M.

Au total, l'ensemble des rayons lumineux issus de la source et s'appuyant sur Σ donnera dans (π) une tache de diffusion T présentant un maximum d'intensité dans une direction que l'on peut caractériser par la valeur moyenne $\bar{\beta}$ sur Σ des angles β_i.

L'étendue de T dans (π) est proportionnelle à l'écart maximal :

$$\epsilon_{max} = \beta_{i\ max} - \bar{\beta}$$

Ceci suppose que les dimensions transversales de Σ sont grandes devant la longueur moyenne de la lumière utilisée de telle sorte que l'on puisse négliger les phénomènes de diffraction et considérer que le flux lumineux Φ_Σ reçu dans l'image après striation est celui qui est transporté dans le tube de lumière s'appuyant sur Σ et sur T_Σ .

Si ϵ_{max} est petit le défaut peut être appelé "homogène" tandis que $\bar{\beta}$ est caractéristique de son "amplitude". On remarquera que l'éclairement d'un défaut "homogène" varie comme son "amplitude" tant que celle-ci est inférieure à une valeur limite et qu'il est au plus égal à l'éclairement de la source lorsque le diaphragme de striation ne cache plus aucune partie de T_Σ . Un miroir de bonne qualité est naturellement exempt de défauts macroscopiques de ce genre. Cependant ils peuvent être

indirectement provoqués si la monture utilisée exerce localement des contraintes sur le miroir. La photographie de la Fig.III-14 montre une déformation produite par l'un des ergots de blocage du miroir sur sa monture.

Malgré l'épaisseur relativement conséquente du support en verre (35 mm), une faible pression exercée sur la face arrière suffit à provoquer des variations locales de la courbure de la face avant.

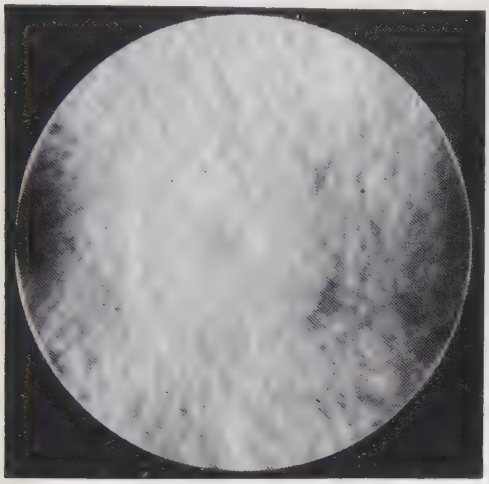


fig.III.14

III-3-2-2 Défauts microscopiques

Si les dimensions transversales du défaut ne sont plus grandes devant la longueur d'onde moyenne de la lumière utilisée , les phénomènes de diffraction deviennent prépondérants. Selon l'orientation du défaut par rapport à la surface sphérique, le centre de la tache de diffraction qu'il produit dans le plan de striation peut être à l'intérieur ou à l'extérieur de l'image principale S_1 Fig.III-13.

Il s'en suit que les défauts de cette taille entraînent une non uniformité de l'éclairement dans l'image S_1 ainsi qu'un flux parasite en dehors de son contour.

Il est donc impossible d'obtenir un fond parfaitement noir et les perturbations apportées par ces défauts s'étendent tout le long de la caractéristique de transfert donnant naissance à un véritable bruit de fond d'origine optique. C'est un bruit stationnaire parfaitement localisé que l'on retrouvera dans toutes les images.

Le seul moyen simple de l'atténuer que nous ayons à notre disposition consiste à restreindre la bande passante de l'installation de télévision au détriment de sa limite de résolution. Ce n'est évidemment pas une solution très satisfaisante car elle dégrade également l'information utile. La photographie de la Figure III-15 montre l'état de surface de notre miroir. La qualité optique, à peine correcte

dans une région centrale d'environ 25 cm de diamètre, est nettement insuffisante sur la périphérie. Un grand nombre de défauts ont des tailles et des "amplitudes" comparables à celles des perturbations acoustiques que l'on pourrait observer.

fig.III.15

Seul un miroir à faible bruit, d'une qualité nettement supérieure à celui que nous avions, nous eut permis d'exploiter les intéressantes propriétés des diaphragmes circulaires, spécialement en acoustique non-linéaire.

Les tolérances exigées sur une aussi grande dimension en font une pièce d'optique extrêmement difficile à réaliser en l'état actuel des techniques .

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

(I) C.LANGLADE - D.E.S. Bordeaux Juin 1966.

CHAPITRE IV

ORGANES PERIPHERIQUES

IV-1 SOURCES SONORES

IV-1-0 Remarques concernant le choix d'un type de source

Le strioscope étant par conception destiné aux études de propagation dans l'air, limitées par la nature même du procédé d'investigation aux problèmes bi-dimensionnels, la source doit avoir un rendement non négligeable dans l'air et présenter un type de rayonnement raisonnablement assimilable, dans un domaine forcément limité soit à une onde cylindrique soit à une onde plane.

L'onde cylindrique peut être réalisée à partir d'une onde plane en utilisant la diffraction d'une fente fine sur laquelle on concentre, au moyen d'un miroir cylindrique convergent, l'onde issue du générateur plan. D'autre part, le champ d'investigations est limité par le contour du miroir de strioscopie, il importe donc de choisir une longueur d'onde dans l'air suffisamment courte pour qu'une même observation porte sur un champ assez étendu. Pour des raisons de commodités diverses notre choix s'est porté sur une bande de fréquences comprises entre 15 et 100 kHz, c'est-à-dire ultra-sonores, dont les longueurs d'ondes respectives dans l'air sont comprises entre 22,5 et 3,4 mm (Co air = 340 ms^{-1}) (15°C).

La fréquence inférieure n'est d'ailleurs justifiée que dans la mesure ou elle se situe à la limite d'audibilité et que l'expérimentation ne nécessite pas de chambre anéchoïde performante et de grandes dimensions. On peut toujours, en réalisant un déplacement en bloc de l'expérience, devant le miroir de strioscopie, accroître le champ d'investigations, pourvu que la stabilité de fréquence du générateur ainsi que celle de la phase stroboscopique permettent de raccorder les images obtenues séparément. Seule évidemment l'analyse photographique permet cette reconstitution (plusieurs documents de ce mémoire ont été obtenus par ce procédé).

La limité supérieure en fréquence n'est due qu'à des difficultés de technologies de construction mécanique et électronique, le pouvoir de résolution du strioscope étant en fait celui du système d'analyse de l'image.

A titre d'exemple, l'analyse par télévision d'une onde plane sinusoïdale émise à 100 kHz, soit $\lambda = 3,4$ mm donnerait une image contenant le long du diamètre du miroir (50 cm) 147 longueurs d'ondes.

Il lui correspondrait donc dans le signal vidéo au standard 625 lignes CCIR une modulation sinusoïdale contenant 147 périodes pendant la durée de 64 μs d'une ligne, soit une fréquence de 2,3 MHz. Le matériel que nous avons adapté à cet usage permet une définition au centre de l'image correspondant à une profondeur de modulation de 60% à 5 MHz. Des discontinuités de l'ordre de la demi-longueur d'onde se trouvent donc à la limite de résolution et, si toutefois l'image télévisée semble satisfaisante à l'oeil, l'utilisation du signal vidéo recueilli à l'oscilloscope devient pratiquement impossible. L'information topographique est donc seule conservée avec une qualité médiocre. A fortiori, les investigations d'acoustique non linéaire nécessitant la restitution d'hamorniques de rang élévé, ne peuvent être poussées dans l'état actuel des techniques, jusqu'à des fréquences aussi élevées.

Pour les raisons précédemment exposées, les sources que nous avons réalisées sont dérivées du type électrodynamique de Saint-Clair (1) avec les perfectionnements du C.R.P. de Marseille (2).

Ce sont des auto-oscillateurs à ondes stationnaires dont le résonateur est un cylindre en alliage d'aluminium entretenu par excitation électrodynamique.

Par l'étendue de sa face rayonnante, comparativement à la longueur d'onde rayonnée, ce type de source est très bien adapté à l'expérimentation et l'on obtient avec une bonne approximation, un champ d'ondes planes dans la région de Fresnel, faiblement divergentes dans la région de Fraunhofer. Alors que les émetteurs à quartz ou à magnétostriction ont un très mauvais rendement dans l'air, l'intensité des ondes rayonnées par les cylindres vibrants peut être très importante jusqu'aux fréquences élevées de l'ordre de 100 kHz.

L'accroissement du rendement acoustique et du "monochromatisme" de la source sont liés à la recherche de la surtension maximale que l'on peut obtenir du résonateur. Nous nous sommes donc attachés à la recherche et à la réalisation des meilleures conditions géométriques et physiques susceptibles de donner au résonateur un coefficient de qualité aussi élevé que possible.

Dans le même but, le système électrodynamique d'auto-entretien a été conçu en vue d'apporter un affaiblissement minimal aux performances du résonateur.

IV-1-1 Résonateurs

IV-1-1-1 Matériaux

Le choix des matériaux utilisables est d'abord restreint par le fait que le système d'excitation électrodynamique nécessite qu'ils soient non magnéti-

ques et bons conducteurs électriques. Les pertes d'énergie par frottement interne doivent être minimales et le matériau doit pouvoir supporter des taux de déformation élevés sans apparition de dislocations internes.

Seuls quelques alliages d'aluminium disponibles dans le commerce sous forme de produits semi-finis nous ont donné satisfaction.

Des deux alliages que nous avions initialement retenus, appelés AU 4G et AU 4 PB et qui présentaient les conditions requises, seul le premier AU 4G a résisté sans dislocations internes aux grandes déformations et aux fatigues alternées en conservant ses propriétés mécaniques. Certains alliages Cu-Be et de magnésium, mis au point pour des applications spatiales sont susceptibles d'offrir des qualités supérieures. Malheureusement si leurs caractéristiques commencent à apparaître dans la littérature (3) ils ne sont pas encore commercialisés.

L'alliage AU 4G possède une stabilité suffisante et ses propriétés mécaniques restent constantes d'un échantillon à l'autre. Nous n'avons constaté aucun vieillissement altérant la surtension des résonateurs après un usage intensif et prolongé. La nécessité de connaître avec précision les caractéristiques mécaniques de cet alliage nous a conduit à l'utilisation des méthodes d'interférométrie ultra sonore.

L'interféromètre Krautkramer (4) permet par comparaison avec la célérité des ondes dans l'eau, de déterminer avec précision les célérités des ondes longitudinales et transversales dans le matériau choisi, directement et sans destruction sur l'échantillon qui sera utilisé par la suite.

Des mesures de $V_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$ ondes longitudinales

et $V_T = \sqrt{\mu / \rho}$ ondes transversales

ρ = masse volumique

on déduit les différentes constantes mécaniques nécessaires à la suite des études :

- paramètres de LAME : λ et μ
- module d'Young : $E = \frac{(3\lambda + 2\mu)}{\lambda +} = 2\mu\ (1 + \sigma)$
- coefficient de Poisson : $\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$

Des relations précédentes on tire :

$$\lambda = \rho (V_l^2 - 2 V_T^2) \qquad \sigma = \frac{V_l^2 - 2 V_T^2}{2(V_l^2 - V_T^2)}$$

$$\mu = \rho V_T^2 \qquad E = \rho V_T^2 \frac{3V^2 - 4 V_T^2}{V_l^2 - V_T^2}$$

Vitesse des ondes d'extension dans un solide unidimensionnel (tige) :

$$V_E = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = V_T \left[\frac{3 V_l^2 - 4 V_T^2}{V_l^2 - V_T^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Le tableau de la Fig.IV-1 donne les valeurs numériques de ces divers paramètres pour l'alliage AU 4 G à la température de 20°C.

Alliage AU4G	Caractéristiques mécaniques à 20°C
$V_l = 6.402 \pm 7$ m/S	$V_T = 3.122 \pm 4$ m/S
$\rho = 2,78 \pm 0,01$ g/cm^3	$\sigma = 0,344 \pm 0,001$
$\lambda = (5,97 \pm 0,06)10^{10}$ N/m^2	$E = (7,28 \pm 0,04)10^{10}$ N/m^2
$\mu = (2,71 \pm 0,02)10^{10}$ N/m^2	$V_E = 5,118 \pm 7$ m/S

Figure IV-1

4-1-1-3 Choix du mode

Le volume cylindrique résonant est le siège d'une onde stationnaire longitudinale et d'une onde stationnaire radiale. Si les fréquences propres de ces deux modes sont confondues, le facteur de qualité devient théoriquement infini dans un milieu sans pertes, pratiquement maximal lorsqu'il y a friction interne.

Si l'on veut approcher au maximum du rayonnement d'un piston plan, la section droite terminale, dont on utilise le rayonnement ne doit alors posséder aucun noeud longitudinal et tous ses points doivent vibrer en phase. D'autre part, les pertes par frottement interne seront minimales si l'on choisit d'entretenir dans un volume donné, la plus basse parmi les fréquences de résonance possibles.

On montre dans ces conditions que le rapport du diamètre à longueur du cylindre est une racine d'une équation de Bessel dont la plus petite valeur correspondant au mode croisé fondamental est $\frac{2a}{l} = 1,17$. Le cylindre vibre alors longitudinalement en demi-longueur d'onde $l = \Lambda/2$, et le seul point de repos total (longitudinal et radial) est le centre de gravité du volume (2). On utilisera cette propriété de "noeud total" pour supporter le cylindre sur une tige métallique n'ayant qu'une petite région autour du centre de gravité comme point de contact avec le solide.

4-1-1-4 Détermination des fréquences propres

Les transformations en coordonnées cylindriques des équations de Pochlammer et Chee faites par Love (5) permettent de déterminer l'équation aux fréquences propres des divers modes possibles.

La première approximation de cette équation conduit aux fréquences propres des tiges dont le diamètre est négligeable devant la longueur. La seconde conduit à la correction de Rayleigh (6) de l'inertie latérale dans les vibrations longitudinales des cylindres,

soit $$\frac{V}{V_E} = 1 - \frac{\pi^2 \sigma^2}{4} \left(\frac{a}{l}\right)^2$$

Bien que cette relation soit donnée comme valable, par un assez grand nombre d'auteurs pour des valeurs du diamètre voisines de la longueur d'onde, ses écarts par rapport aux

a/l ↓ \ $\sigma \rightarrow$	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.344	0.35	0.40
0.00	1.48 323	1.51 657	1.54 919	1.58 113	1.61 245	1.63 948	1.64 316	1.67 332
0.05	1.48 315	1.51 636	1.54 880	1.58 052	1.61 154	1.63 827	1.64 191	1.67 166
0.10	1.48 286	1.51 571	1.54 762	1.57 865	1.60 880	1.63 462	1.63 813	1.66 666
0.15	1.48 236	1.51 457	1.54 556	1.57 541	1.60 409	1.62 838	1.63 169	1.65 820
0.20	1.48 160	1.51 284	1.54 250	1.57 059	1.59 719	1.61 923	1.62 223	1.64 609
0.25	1.48 051	1.51 037	1.53 814	1.56 388	1.58 771	1.60 712	1.60 976	1.63 011
0.30	1.47 893	1.50 689	1.53 213	1.55 484	1.57 522	1.59 133	1.59 352	1.60 996
0.35	1.47 665	1.50 198	1.52 387	1.54 274	1.55 904	1.57 146	1.57 315	1.58 542
0.40	1.47 319	1.49 487	1.51 243	1.52 673	1.53 844	1.54 699	1.54 815	1.55 630
0.45	1.46 768	1.48 421	1.49 639	1.50 556	1.51 264	1.51 756	1.51 823	1.52 273
0.50	1.46 730	1.46 760	1.47 379	1.47 803	1.48 110	1.48 313	1.48 340	1.48 520
0.55	1.43 895	1.44 130	1.44 259	1.44 339	1.44 393	1.44 428	1.44 432	1.44 462
0.5861	1.41 421	1.41 421	1.41 421	1.41 421	1.41 421	1.41 421	1.41 421	1.41 421
0.60	1.40 146	1.40 186	1.40 205	1.40 216	1.40 225	1.40 228	1.40 229	1.40 234
0.65	1.34 467	1.35 105	1.35 449	1.35 661	1.35 803	1.35 892	1.35 904	1.35 982
0.70	1.28 289	1.29 623	1.30 443	1.30 983	1.31 359	1.31 601	1.31 634	1.31 844
0.75	1.22 594	1.24 372	1.25 599	1.26 462	1.27 090	1.27 506	1.27 562	1.27 928
0.80	1.17 629	1.19 647	1.21 150	1.22 272	1.23 121	1.23 701	1.23 779	1.24 300
0.85	1.13 386	1.15 512	1.17 187	1.18 495	1.19 522	1.20 241	1.20 339	1.20 997
0.90	1.09 779	1.11 941	1.13 713	1.15 148	1.16 306	1.17 135	1.17 248	1.18 022
0.95	1.06 717	1.08 876	1.10 696	1.12 208	1.13 460	1.14 375	1.14 499	1.15 368
1.00	1.04 117	1.06 248	1.08 084	1.09 642	1.10 959	1.11 935	1.12 068	1.13 011
1.20	0.97 032	0.98 980	1.00 744	1.02 318	1.03 714	1.04 800	1.04 947	1.06 034
1.40	0.93 200	0.94 972	0.96 609	0.98 106	0.99 467	1.00 552	1.00 699	1.01 811
1.60	0.91 060	0.92 690	0.94 214	0.95 625	0.96 926	0.97 975	0.98 118	0.99 209
1.80	0.89 832	0.91 352	0.92 784	0.94 118	0.95 358	0.96 367	0.96 504	0.97 561
2.00	0.89 113	0.90 550	0.91 907	0.93 179	0.94 367	0.95 337	0.95 469	0.96 490
∞	0.89 310	0.90 222	0.91 098	0.91 940	0.92 741	0.93 410	0.93 501	0.94 219

mesures que nous avons faites sont largement supérieurs aux erreurs d'expériences.

A partir des travaux de D.Bancroft (7) nous avons constitué des tables numériques en prenant comme nouveau paramètre le rapport V/V_T en fonction de a/l pour différentes valeurs de σ .

La précision de la table est du même ordre que celle de D. Bancroft et l'erreur absolue sur les valeurs numériques n'excède pas 2 unités du dernier chiffre significatif. Les graphes correspondants sont représentés sur la Fig.IV-2.

Les courbes relatives aux diverses valeurs de σ admettent une tangente commune en un seul point dont l'abscisse est justement la valeur théorique $2a/l = 1,17$ de confusion des modes fondamentaux. Cette singularité, infirme complètement l'approximation de Rayleigh au voisinage de ces valeurs, puisqu'aussi bien le rapport V/V_T prend une valeur indépendante de σ. Il est curieux de noter qu'alors la célérité des ondes d'extension longitudinale dans le cylindre ne dépend plus que d'un seul paramètre élastique : μ , et que seule la connaissance de la célérité V_T des ondes transversales dans le milieu indéfini suffit à la détermination de la fréquence propre du résonateur. Le graphe de la Figure IV-2 ayant montré un point A commun à toutes les courbes du réseau, la recherche mathématique de ses coordonnées précises présentait un certain intérêt.

La formulation correcte du problème, qui consiste à écrire dans l'équation de Love (5) que, pour une valeur particulière de a/l , le rapport V/V_T est indépendant de σ est longue et compliquée du fait de la nature transcendantale des équations. Un raisonnement sur le cas limité $\sigma = 0$ évite ces calculs.

En effet, pour des valeurs de $a/l < a_o/l_o$ au point A correspondant au mode radial le plus bas, il ne peut exister d'onde stationnaire radiale. Il ne subsiste donc qu'une onde d'extension longitudinale plane, analogue au problème unidimensionnel des barres. Alors le rapport $V/V_E = 1$ pour $0 \leqslant a/l \leqslant a_o/l_o$.

Les graphes de D. Bancroft (7) montrent cette discontinuité du rapport V/V_E pour $\sigma = 0$. Le point A est donc également un point de discontinuité de la courbe $\sigma = 0$ pour le rapport V/V_T (Fig.IV-2)d'après les relations précédentes on peut écrire :

$$\frac{V}{V_T} = \frac{V}{V_E} \cdot \frac{V_E}{V_T} = \frac{V}{V_E} \sqrt{2(1+\sigma)}$$

avec

$$\left(\frac{V}{V_E}\right)_A \longrightarrow 1 \quad \text{pour} \quad \sigma \longrightarrow o \quad \left(\frac{V}{V_T}\right)_A \longrightarrow \sqrt{2}$$

Le problème se résume donc à chercher une solution particulière de l'équation de Love pour $\sigma = 0$, $V/V_T = \sqrt{2}$.
En utilisant une méthode de calcul analogue à celle de D. Bancroft (7) nous obtenons l'équation générale :

$$(IV,1) \quad (y-2)^2 \, \varphi(ha) - (\beta y - 2) \left[y - 2 \, \varphi(ka) \right] = 0$$

avec les notations :

V vitesse de l'onde

V_E vitesse des ondes d'extension : $\sqrt{E/\rho}$

V_T vitesse des ondes transversales : $\sqrt{\mu/\rho}$

$$y = \left(\frac{V}{V_T}\right)^2$$

$$\beta = \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma}$$

$$q = \frac{\omega}{V} = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

$$h = q\sqrt{\frac{\beta y - 2}{2}}$$

$$k = q\sqrt{y - 1}$$

$$\varphi(Z) = Z \cdot \frac{J_o(Z)}{J_1(Z)}$$

a = rayon du cylindre.

La condition $\sigma = 0$ entraîne $\beta = 1$

$$h = q\sqrt{\frac{y - 2}{2}}$$

L'équation IV,1 devient :

(IV,2) $$(y-2)\ \varphi(ha) - \left| y-2\ \varphi(ka) \right| = 0$$

La solution particulière correspondant à y = 2 sera celle de l'équation :

(IV,3) $$1 - \varphi(qa) = 0$$

Car on montre aisément que lorsque $y \longrightarrow 2$ $k \longrightarrow q$ et $h \longrightarrow 0$ et que :

$$\lim_{Z \to 0} \left\{ Z \cdot \frac{J_o(Z)}{J_1(Z)} \right\} = 2$$

Le premier terme de IV,2 tend donc vers zéro.

La solution de IV,3 est la première racine de l'équation :

$$J_1(Z) - Z.J_o(Z) = 0$$

soit la valeur particulière $Z_o = qa = 1.8412$ (8)

donnant la valeur cherchée $(a/l)_A = 0,5861$.

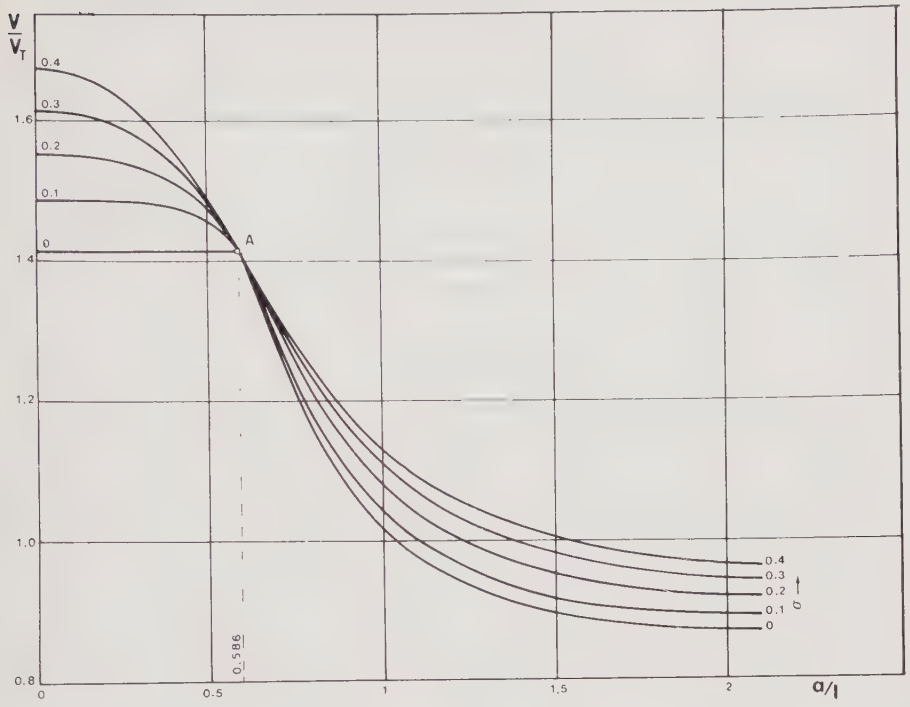


fig.IV.2

IV-1-1-5 Résultats expérimentaux

Le tableau de la Fig.IV-3 montre les résultats que nous avons obtenus par les mesures des fréquences de résonance d'un cylindre d'AU 4G de longueur constante l = 93,50 mm pour des diamètres décroissants de 124 à 108 mm, c'est-à-dire de part et d'autre de la valeur remarquable $a/l = 0,5861$.

La concordance des résultats expérimentaux avec les calculs théoriques est meilleure que 5.10^{-3} dans le cas le plus défavorable, alors que les valeurs calculées d'après la formule de Rayleigh ne sont mentionnées qu'à titre d'indication, leurs écarts étant très largement supérieurs aux erreurs de mesures et de calcul numérique.

Les diverses mesures consignées dans ce tableau ont été effectuées à excitation constante. La dernière colonne à droite donne les valeurs efficaces du niveau de pression sonore (db SPL référence 2.10^{-4} bar) pour une consommation électrique de 60 W, sur l'axe du cylindre à une distance Z = 42 cm de la face terminale, c'est-à-dire, en dehors de la zone de Fresnel de l'émetteur.

Le graphe de la Figure IV-4 représente en fonction de a/l les diverses grandeurs du tableau de la Fig.IV-3. On voit sur ce graphe que l'efficacité maximale de l'émetteur se situe autour de la valeur de $a/l = 0,6$ légèrement supérieure

à la valeur théorique. Plusieurs causes sont à distinguer pour l'explication de cet écart.

Dans tous les calculs précédents, il n'a jamais été tenu compte, ni de l'amortissement interne dans le matériau, ni du rayonnement des faces extrêmes, ni surtout du trou axial nécessaire au support du résonateur et de la bague d'excitation taillée dans la masse; toutes ces causes viennent perturber les conditions aux limites sur toute la surface libre.

D'autre part, les mesures de niveau sonore sont faites au mieux à $\pm$ 0,5 db et donc leur précision est bien moindre que celle des mesures de fréquences.

Cylindre AU 4G $\sigma = 0,344$ $V_T = 3.122$ m/s

Longueur constante $l = 93,5$ mm

$\Delta P_{eff.}$ mesuré (réf. 0db = 2.10^{-4} bar) à $Z = \frac{2a^2}{\lambda} = 460$ mm

$2a_{mm}$	a/i	V/V_T	N théorique $\pm$ 2 Hz	N expérim. $\pm$ 5 Hz	N. Rayleigh	ΔP eff. db SPL
124	0,6631	1,3477	22 500	22500	23855	88
122	0,6524	1,3568	22 652	22700	23967	96
120	0,6417	1,3661	22 807	22840	24078	100
118	0,6310	1,3754	22963	22985	24187	102
116	0,6203	1,3847	23118	23125	24294	104
114	0,6096	1,3939	23271	23270	24400	105
112	0,5989	1,4032	23427	23415	24502	105
110	0,5882	1,4122	23577	23558	24604	104
108	0,5775	1,4212	23727	23705	24703	100

Figure IV-3

L'emploi de méthodes de mesures différentes, telles que les mesures de déplacement de la face terminale peuvent donner de meilleurs résultats dans la recherche des résonances.

Nous signalerons un essai infructueux par l'emploi d'un accéléromètre piézoélectrique miniature Brüel et Kjaer de masse totale 2 g comme capteur de vibrations.

Les procédés de collage même les plus résistants (type extensométrie) que nous avons essayé n'ont pas résisté aux importantes déformations de la surface libre et en particulier au centre de la section droite qui se trouve être un noeud de déplacement radial, donc un ventre de déformation radiale.

Seule la fixation par vis eut été possible mais la présence de trous taraudés à des emplacements "chauds" eut apporté de trop importantes perturbations. D'autre part, l'accéléromètre se trouvant nécessairement à un maximum de dé-

'placement longitudinal, nous avons pu constater un amortissement de la vibration ainsi qu'un abaissement de la fréquence de résonance.

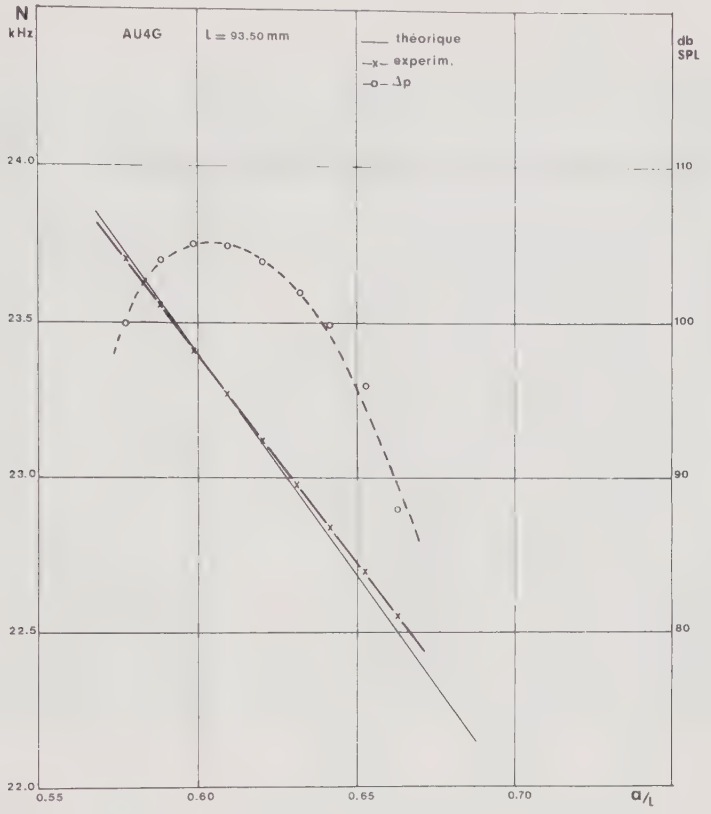


fig. IV.4

En définitive nous n'avons pas jugé nécessaires des investigations plus précises dans ce domaine puisqu'en fin de compte notre intérêt principal restait limité à la puissance sonore rayonnée par l'émetteur.

La photographie de la Figure IV-5 montre deux des résonateurs définitifs que nous avons utilisés pour la suite de nos expériences, dont les fréquences de résonance sont de 23 560 Hz pour le plus petit et 15 240 Hz pour le plus gros.

fig.IV.5

Les Figures IV-6 et IV-7 montrent les courbes de résonance de ces cylindres, excités à courant constant en oscillations forcées par un synthétiseur de fréquence Coasyn 201 par bonds de 0,1 Hz avec une stabilité de l'ordre de 10^{-7}. Leur largeur à 3 db reste faible et les facteurs de qualité sont corrélativement très élevés.

Le "monochromatisme" de ces générateurs est caractéristique à la fois d'un faible amortissement interne et externe soit par rayonnement, soit par couplage au système électrodynamique, et d'une bonne confusion des modes radial et longitudinal. Par contre la fréquence centrale est affectée d'une forte dérive en fonction de la température, de l'ordre de 20 Hz lorsque la puissance de sortie de l'amplificateur passe de quelques watts à quelques dizaines de watts. Il s'établit alors un équilibre thermique entre le cylindre et l'extérieur et la dérive se réduit à quelques hertz.

Cet inconvénient rend assez difficiles les mesures en oscillations forcées telles que les courbes de résonance des figures IV-6 et IV-7 qui doi-

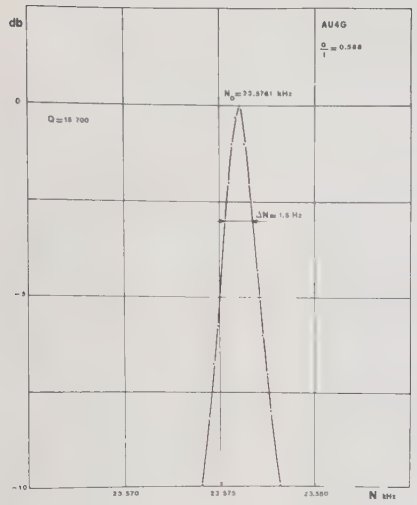


fig.IV.6

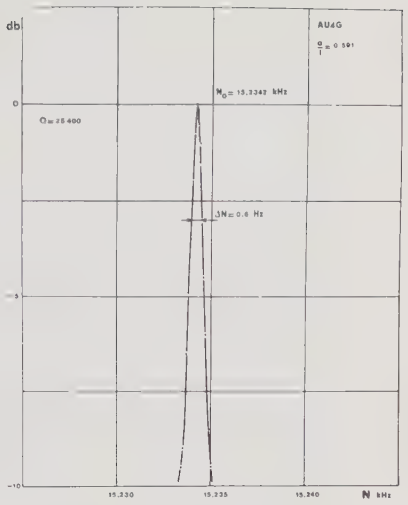


fig.IV.7

vent être faites rapidement et à faible puissance. Seule la largeur de bande à -3 db est significative, la fréquence centrale pouvant avoir des fluctuations beaucoup plus importantes que celle-ci.

Les valeurs des facteurs de surtension sont d'ailleurs confirmées indépendamment des fluctuations de la fréquence de résonance par des mesures d'un autre type. En effet, si l'on introduit un déphasage à l'intérieur de la boucle d'auto-entretien (paragraphe IV-1-2 suivant), le point de fonctionnement se déplace sur la caractéristique fréquence-amplitude du résonateur et la fréquence entretenue est celle pour laquelle le déphasage total dans la boucle est nul, sous réserve que la condition d'amplitude soit encore satisfaisante.

Le tableau de la Figure IV-8 montre les valeurs obtenues sur le cylindre de 15 KHz lorsqu'on provoque un déphasage dans la boucle par déplacement de la sonde microphonique (voir paragraphe suivant).

Niveau db	0	-1	-2	-3	-5	-5
Hz fréquence	15.249,8	15.249,9	15.250,0	15.250,1	15.250,2	décrochage
écart Hz	0	+ 0,1	+ 0,2	+ 0,3	+ 0,4	

Figure IV-8

fig IV.9

Les relevés ont été faits à courant constant = 0,5 A correspondant à une puissance électrique de 3,5 w délivrée par l'amplificateur de sortie. Le niveau sonore rayonné étant arbitrairement fixé à 0 db à la fréquence de résonance, les valeurs de la largeur de bande à -3 db concordent parfaitement avec les mesures en oscillations forcées, indépendamment des fluctuations d'origine thermique de la fréquence centrale. On conçoit alors que dans de telles conditions de sélectivité et de dérive thermique, seule une boucle de réaction conduisant à un auto-entretien soit la seule solution satisfaisante, pour l'excitation de ces oscillateurs.

Le rayonnement de ces émetteurs se rapproche particulièrement bien de celui du piston plan de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde rayonnée bien que le déplacement de la face rayonnante ne soit pas rigoureusement homogène.

La photographie de la Figure IV-9 obtenue par raccordement de trois images successives montre le champ d'un émetteur de 23,57 KHz. Le champ proche ou région de Fresnel montre à l'examen strioscopique un front d'onde quasi-plan sur une distance correspondant à 15 longueurs d'ondes environ. On sait (9) (10) qu'en avant de la face rayonnante se trouvent des séries de maximums et de minimums caractéristiques de cette région de Fresnel comme le montre le relevé microphonique de la Figure IV-10.

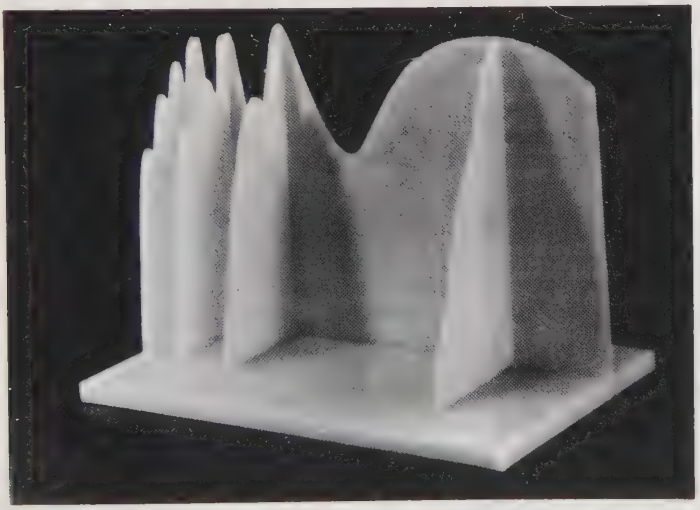


fig.IV.10

La photographie de la Figure IV-9 montre qu'en ce qui concerne la trajectoire du rayon lumineux, cet ensemble complexe de maximums et de minimums pseudo-stationnaires se comporte comme une onde plane progressive tant au point de vue spatial que temporel (phase stroboscopique).

Après le dernier maximum situé à la distance $Z = \frac{a^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{4}$ de la face rayonnante (Z=0), la région de Fraunhofer montre une onde faiblement divergente, les surfaces d'onde étant approximativement des sphères centrées sur l'origine

de l'axe.

On remarque également sur la photographie de la Figure IV-9, la décroissance de largeur des stries sombres lorsqu'on s'éloigne de la source, la somme d'une strie claire et d'une strie sombre restant constante et égale à une longueur d'onde. Cette décroissance est caractéristique de la non-linéarité de propagation et sera étudiée au dernier chapitre.

Sauf en ce qui concerne les phénomènes non-linéaires, tous les émetteurs réalisés selon ce type, présentent une "homothétie physique" quelle que soit leur fréquence pourvu qu'ils soient réalisés dans le même matériau.

En effet, leurs dimensions sont telles que les rapports $V/V_T = \sqrt{2}$ et $a/l = 0,586$ correspondant au point singulier d'indépendance de σ, définissent la fréquence de résonance par la relation :

$$N = \frac{V}{\Lambda} = \frac{V_T}{2l}\left(\frac{V}{V_T}\right) = \frac{V_T}{l\sqrt{2}}$$

la longueur d'onde dans l'air étant $\lambda = C/N$ tous les paramètres géométriques caractéristiques du rayonnement s'expriment en fonction du rapport a/λ.

soit : $$\frac{a}{\lambda} = \frac{\sqrt{2}}{2}\left(\frac{V_T}{C}\right)\left(\frac{a}{l}\right) = 0.4144\ \frac{V_T}{C}$$

pour le couple AU 4G - air $V_T = 3.120\ m\,s^{-1}$ $C = 340\ m\,s^{-1}$.

Ce rapport prend la valeur numérique 3,8027 indépendante de la fréquence choisie pour l'émetteur.

L'étendue physique de ces sources sera identique : $ka = 2\pi\frac{a}{\lambda} = 23,89$, valeur élevée caractéristique des sources de grandes dimensions dont la résistance de rayonnement $\sim R_1(2ka) \simeq 1$ et la réactance $\sim X_1(2ka) \simeq 0$ concourrent au rendement acoustique maximal.

Le nombre et la position des maximums et minimums dans la région de Fresnel sont évidemment les mêmes en valeurs réduites. En particulier, la position du dernier maximum sur l'axe sera :

$$Z_1 = \lambda\left[\frac{a^2}{\lambda^2} - \frac{1}{4}\right] = 14,2\,\lambda$$

Conventionnellement nous choisirons ce point particulier pour la définition de l'efficacité maximale des sources. Le tableau ci-après montre les valeurs maximales des supressions sonores obtenues dans l'air à 20°C aux points $Z_1 = 14,2\ \lambda$ sur l'axe des cylindres vibrants excités à la puissance électrique maximale disponible de 80 W

N Hz	db SPL	Δp eff. Pa
23.576	162	$2.52.10^3$
15.244	160	2.10^3

Si l'on ne tient pas compte de l'amortissement dans l'air, la puissance totale rayonnée au travers d'une demi-sphère de rayon Z_1 est : (9)

$$W = \frac{4\pi Z_1^2 I_o}{k^2 a^2} \left| 1 - \frac{2 J_1(2ka)}{2ka} \right|$$

$I_o = \frac{P_{eff}^2}{\rho_o C}$ est l'intensité acoustique sur l'axe à la distance Z_1

$ka = 23,89 \gg 1$ $\qquad 1 - \frac{2J_1(2ka)}{2ka} \simeq 1$

alors

$$W \sim \frac{4\pi Z_1^2 P_e^2}{k^2 a^2 \rho_o C}$$

avec $P_e \simeq 2.10^3$ Pa $\qquad W \simeq 22$ Watts

Le rendement électro acoustique est donc supérieur à 25% valeur qui ne peut être atteinte dans l'air par aucun autre type de transducteur.

IV-1-2 Auto-entretien

L'extrême sélectivité des cylindres vibrants, mais surtout la dérive thermique de la fréquence centrale rendent inévitable une excitation auto-entretenue.

La synoptique de la Figure IV-11 montre l'organisation générale de la boucle.

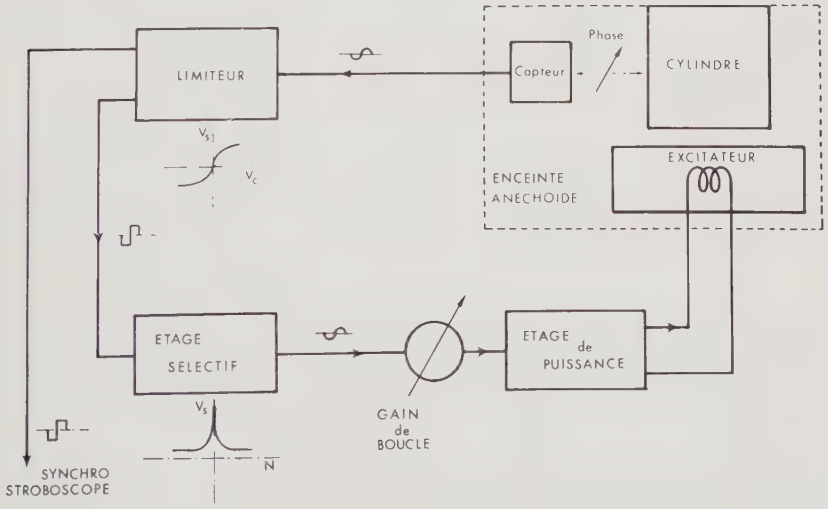


fig.IV.11

1) - Capteur microphonique

L'élément actif piézoélectrique est un bilame de torsion carré de 10x 10mm en phosphate monoamonique (A.D.P.) fixé à l'intérieur d'une grille de protection par un amortisseur en mousse de polyurethane destiné à l'isoler des vibrations mécaniques extérieures; (en particulier, un couplage parasite direct avec l'excitateur électrodynamique dont l'armature centrale est le siège d'oscillations longitudinales à une fréquence voisine de celle de certains cylindres).

Dans la même cartouche cylindrique est inséré, à la suite du cristal, un étage adapteur d'impédance à un transistor.
La cartouche munie de son câble de liaison est fixée sur un support réglable à proximité de la surface latérale du cylindre à l'intérieur d'une enceinte anéchoïde (Fig.IV-12).

L'ajustement correct de la phase totale de boucle se fait par déplacement du cristal dans le champ d'ondes progressives issu de la surface latérale du cylindre.

2) - Amplificateur limiteur (schéma électrique annexe II).

Trois étages identiques à un transistor amplificateur suivi chacun d'un écrêteur fait de deux diodes tête-bêche lui permettent d'assurer un double rôle. Recevant les signaux sinusoïdaux du capteur microphonique, son gain linéaire de 350 permet d'obtenir des cycles stables de fonctionnement de 1 W à 80 W électriques à la sortie de l'étage de puissance par le potentiomètre de gain de boucle situé en aval de la caractéristique en S. L'amorçage est toujours franc et aussi rapide que le permet la sélectivité de la boucle. Simultanément cette même caractéristique en S, en fixant la condition limite d'entretien en amont de l'étage de puissance évite à celui-ci de jouer le rôle d'élément non-linéaire, rôle néfaste à son rendement et à sa durée de vie.

La symétrie des signaux de sortie est ainsi bien assurée et leur amplitude reste sensiblement constante dans toute l'étendue de la gamme de puissance. Ces deux propriétés assurent à l'étage suivant des conditions optimales de fonctionnement.

Enfin, un séparateur à faible impédance de sortie permet d'utiliser les sinusoïdes écrêtées pour la synchronisation du stroboscope.

3) - Etage sélectif (schéma électrique annexe II)

La nécessité d'un étage sélectif dans la boucle répond à un double besoin.

D'abord amener le gain et la phase de boucle en dehors de la bande passante à des valeurs telles qu'aucune fréquence autre que celle du cylindre ne puisse voir ses conditions d'auto-entretien satisfaites.

Ensuite filtrer les signaux carrés issus du limiteur pour améliorer le rendement de l'étage de puissance qui travaille ainsi en régime sinusoïdal dans des conditions optimales analogues à une excitation en oscillations forcées à la résonance du cylindre.

Un compromis est cependant nécessaire car la sélectivité de l'étage doit être très largement inférieure à celle du résonateur qui doit seul imposer

les conditions d'amplitude et de phase pour l'entretien de sa fréquence propre.

Sa largeur de bande doit également permettre de réunir les conditions précédentes compte tenu de la dérive en fréquence d'origine du résonateur. Des largeurs à 3 db de 1 à 1,5 KHz sont satisfaisantes à tous les points de vues précédents.

Les circuits utilisés comportent essentiellement (Annexe II), deux transistors aplificateurs suivis d'un séparateur adapteur d'impédance assurant le gain nécessaire au fonctionnement d'une boucle de rétroaction comportant un filtre R.C. en double T et une résistance série. Celle-ci, ajustable, assure l'adaptation d'impédance du filtre à l'étage d'entrée et une valeur correcte de la sélectivité. Les éléments du filtre sont câblés sur une carte enfichable; un changement de cylindre ne nécessite que la mise en place de la carte correspondante.

4) - Etage de puissance

Les amplificateurs audio-fréquences du commerce que nous avons utilisés nous ont donné entière satisfaction après quelques modifications. Leur large bande passante associée à un faible taux de distorsion permet le changement instantané de la fréquence d'émission par simple substitution du cylindre et du filtre en double T qui lui est associé. La première boucle que nous avions réalisée comportait un étage de puissance à tubes et transformateur de sortie particulier Mc Intosh (11) type MC 75 d'une puissance maximale de 75 W sur une impédance de charge de 15 Ω .

Après substitution à la contre-réaction de tension d'une contre réaction d'intensité, l'impédance de sortie est passée de 15 à 250 Ω ; cette valeur suffisamment élevée comparativement à l'impédance interne de l'excitateur (10 Ω) n'apporte pratiquement aucun amortissement supplémentaire au résonateur. La bande passante se trouve légèrement accrue vers les fréquences élevées, l'affaiblissement étant inférieur à -0,5 db à 100 kHz et le déphasage total $< 6°$.

Entièrement transistorisés les amplificateurs A.F. de la firme Mattes Electronics Inc (Chicago) type SSP/200 peuvent être utilisés après remplacement des potentiomètres d'entrée dont les capacités parasites associées à une valeur trop élevée conduisent à des déphasages inadmissibles. La puissance disponible à la sortie est de 100 W pour une impédance de charge comprises entre 4 et 8 Ω -60 W sur 16 Ω . L'étage de sortie en montage Sharma, sans transformateur, possède une impédance de sortie suffisamment élevée (les bornes de sortie peuvent être mises en court-circuit ou en circuit ouvert sans aucun risque).

L'amortissement ramené au résonateur est ainsi quasiment nul. Compte tenu du courant maximal admissible dans la bobine excitatrice et des limites élastiques du cylindre vibrant, la puissance de 80 W disponibile sur une charge de 10 Ω est suffisante et le rendement de l'installation permet d'atteindre des niveaux sonores aussi élevés que 160 à 162 db SPL.

La photographie de la Figure IV-12 montre la compacité de l'installation obtenue avec l'utilisation des semi-conducteurs. La réalisation exposée sur cette figure contient la totalité des composants constituant deux boucles complètes et indépendantes. Elles peuvent être utilisées séparément ou simultanément pour des études ultérieures telles que des phénomènes d'interférences ou de couplages entre deux émetteurs.

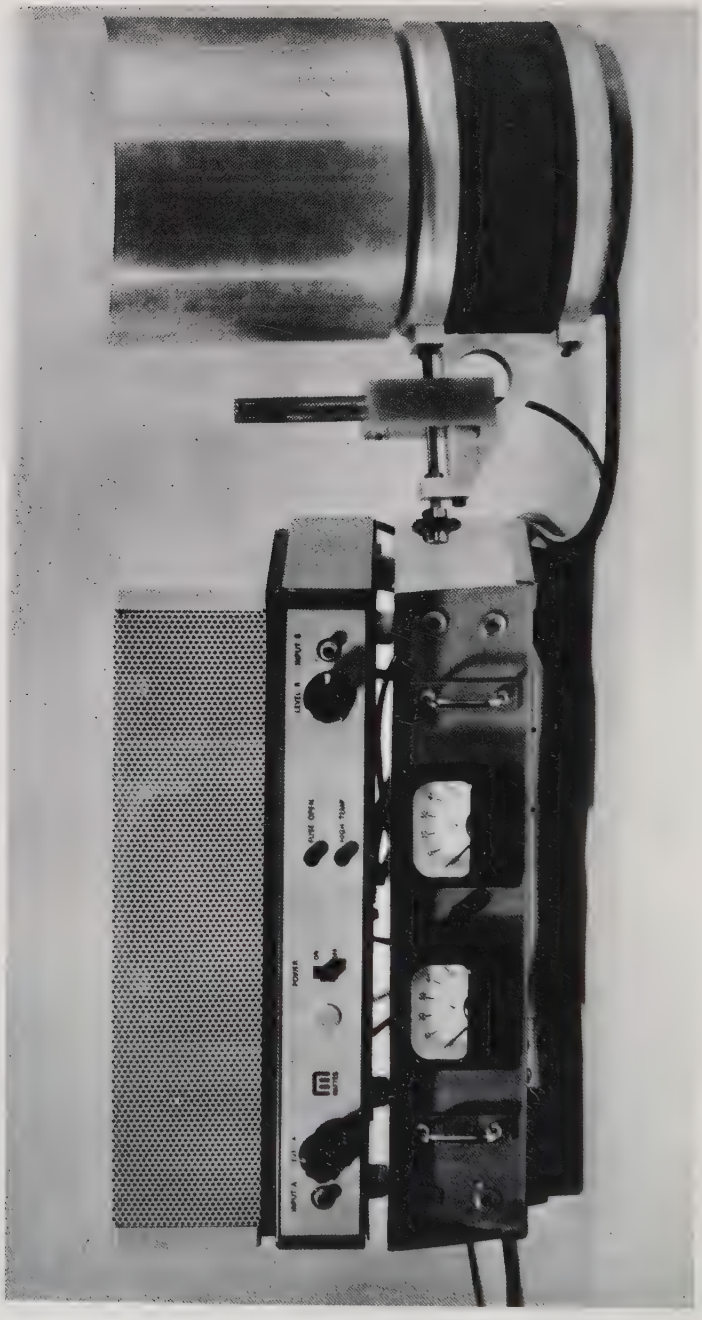


fig.IV.12

5) - Excitation électrodynamique

La coupe de la Figure IV-13 montre la disposition générale des divers élements.

L'excitation ne diffère de celle d'un haut parleur classique que par la conception de la "bobine mobile".

En effet, aucune connexion en saurait résister aux accélérations de la face inférieure du cylindre.

La bobine mobile est donc la spire unique matérialisé par une bague taillée dans la masse lors de l'usinage du cylindre. Elle constitue le secondaire en court-circuit d'un transformateur dont le primaire est bobiné sur l'armature centrale du circuit magnétique (bobine excitatrice).

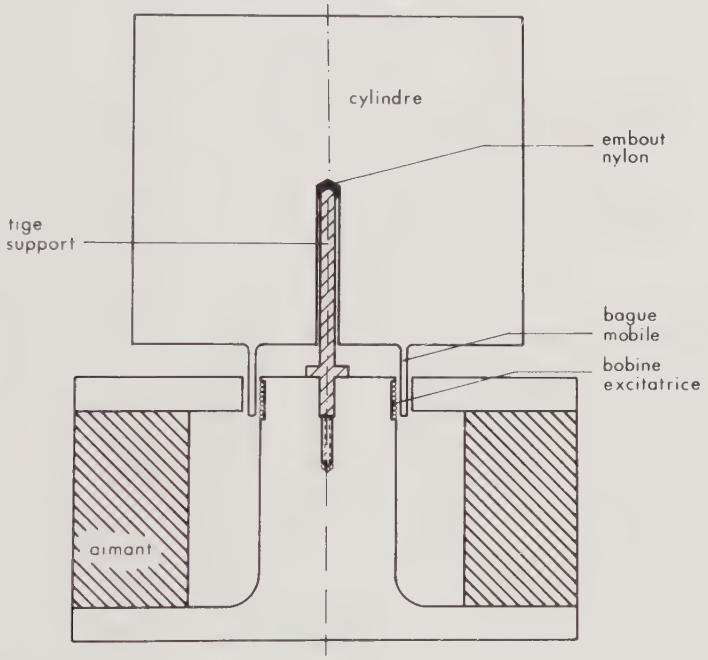


fig.IV.13

Cette technologie, désormais classique, présente un certain nombre d'inconvénients inévitables. Le transformateur ainsi constitué est indiscutablement mauvais bien que les armatures internes et externes soient fendues radialement pour empêcher la circulation de courants induits ailleurs que dans la bague d'excitation. D'une part, les fuites magnétiques sont considérables, d'autre part, les pertes hystérétiques sont très importantes aux fréquences utilisées, enfin la perméabilité du circuit magnétique est faible car les pièces polaires sont presque totalement saturées par l'aimant permanent. Le self primaire de ce transformateur est donc insuffisante et le courant à vide non négligeable.

Enfin la force excitatrice $B L_2 I_2$ devant être rendue maximale on retrouve les habituelles contradictions entre chacun de ces trois termes pris isolément.

Le rendement électro-mécanique étant proportionnel au produit $B^2 L^2$, la recherche d'optimisation doit d'abord porter sur l'accroissement de l'induction.

Si l'on compare les performances de ces excitateurs à celles des pots vibrants utilisés pour les essais industriels, le mode d'excitation magnétique paraît mal choisi.

L'emploi d'aimants permanents, au lieu d'électro-aimants se justifie, indépendamment de sa simplicité, par la nécessité de limiter au maximum la dissipation thermique au niveau de l'émetteur.

Outre la dérive en fréquence du cylindre vibrant, un échauffement local de la source, même faible, conduit à des courants de convection autour de l'émetteur dont les gradients d'indice sont suffisamment élevés pour provoquer un brouillage important de l'image strioscopique.

Les dimensions des pièces polaires, le volume des aimants sont comparables à ceux des hauts-parleurs puissants et de bonne qualité avec cependant un entrefer plus important limitant l'induction à des valeurs de 0,8 à 0,9 tesla. La bobine excitatrice comporte 25 spires jointives en fil de cuivre émaillé de 0,60 mm de diamètre. Ces spires sont fortement serrées sur l'armature centrale par l'intermédiaire d'une feuille isolante de Mylar puis enrobées de résine polyester pour assurer leur immobilité totale dans l'induction magnétique. Cette disposition assure une conduction thermique suffisante pour que le fil, de section relativement faible, supporte sans dommage une intensité efficace de l'ordre de 3 à 4 A.

Les équations simplifiées du transformateur sont grossièrement satisfaites à une fréquence < 100 Hz. Au delà, il devient très difficile d'arriver par le calcul à une impédance prédéterminée. Plusieurs ajustements sont nécessaires à l'acquisition du rendement maximal et des impédances acceptables par les étages de puissance.

On ne peut guère que constater les propriétés du dipôle équivalent et en tirer les indications technologiques nécessaires à son perfectionnement.

Le tableau de la Figure IV-14 montre les résultats des mesures électriques d'amplitudes et de phases qui permettent d'accéder aux valeurs des différents paramètres d'un émetteur de 15 kHz.

La différence des parties réelles immédiatement avant ou après et à la résonance représente la résistance motionnelle ramenée au primaire du transformateur :

$$R_m = R_{15.247} - R_{15.000} \simeq 5.5\,\Omega$$

Le rendement électromécanique s'en déduit immédiatement :

$$\eta = \frac{R_m}{R_{tot}} \simeq 0.48$$

Cependant, alors qu'en dehors de sa discontinuité à la résonance, la réactance selfique croît linéairement avec la fréquence, la partie réelle augmente beaucoup plus vite. La résistance équivalente aux pertes hystérétiques et par courants de Fourcault est sensiblement :

$$R_H = R_{15k} - R_{8O} \simeq 3,5\,\Omega$$

et la fraction des pertes correspondantes :

$$P_H = \frac{R_H}{R_{Tot}} \sim 0,30$$

Ce chiffre élevé nous a conduit à réaliser une armature centrale feuilletée en bagues concentriques isolées les unes des autres. Malheureusement, l'apparition d'entrefers supplémentaires en diminuant l'induction utile, amène le rendement électromécanique global à une valeur inférieure bien que la part des pertes, soit sensiblement abaissée.

N_{Hz}	R	X	o
80	2,5	+ 0,6	13°
1000	4,25	+ 1,26	17°
2000	4,52	+ 1,47	18°30'
5000	4,88	+ 2,71	31°
10000	5,30	+ 5,03	44°
15000	5,95	+ 7,30	52°
15 247,3 résonance	11,5	+ 4,80	23°
15 500	6,0	+ 7,60	53°
20 000	7,12	+ 9,20	54°
25 000	8,40	+ 11,40	55°

Figure IV-14

IV-2 SOURCE LUMINEUSE

IV-2-1 Stroboscope

L'organe essentiel est la lampe à éclairs du stroboscope 1531-A General Radio capable de fournir des impulsions lumineuses de 1 μS de durée (à10% de la hauteur) à une cadence aussi élevée que 400 Hz.

L'intensité lumineuse, crête de 2.10^5 Cd, produisant des éclairements de 2.10^5 lux à 1 m de distance au centre du faisceau est largement suffisante. Les éclairements d'image nécessaires à la photographie ou à la prise de vue télévisée peuvent être obtenus sans autre dispositif qu'un diffuseur blanc assurant une luminance constante dans toute l'étendue du faisceau s'appuyant sur le contour du diaphragme d'émission et sur le contour du miroir sphérique.

Alors que la stabilité de l'image d'ondes progressives n'est liée qu'à la synchronisation des éclairs par l'émetteur sonore, la qualité de l'information lumineuse est directement liée au défilement relatif (exprimé en longueurs d'ondes sonores) donc au rapport de la durée de l'éclair à la période de l'ultra-son. Un défilement de l'ordre de 2 à 3% est acceptable et n'apporte pratiquement aucune distorsion perceptible en régime sinusoïdal.

Des lampes du type 1538-A permettent des durées d'éclairs de l'ordre de 0,5 μS et sont nécessaires aux investigations en régime non-linéaire, faute de quoi, la définition d'un pouvoir séparateur perdrait sa signification. Bien que l'intensité de crête soit inférieure à celle des lampes 1531-A, la possibilité d'accroître la récurrence en conservant la synchronisation, permet de conserver aux éclairements d'image une valeur moyenne à peu près constante.

Cette valeur moyenne est comprise entre 2 et 3 lux dans une image circulaire de 10 mm de diamètre, compte-tenu des pertes de flux à la traversée des objectifs. La photographie avec des films à grain fin (type microfilm - 100 ASA) est aisée et ne nécessite que des temps de pose modérés (1/4 S à 2 S). On est ainsi assuré d'obtenir des tirages corrects avec des agrandissements conséquents.

La prise de vue de télévision permet de travailler avec des éclairements bien plus faibles; le facteur prépondérant réside essentiellement dans la cadence des éclairs comparativement à la rémanence de la photo-cathode.

La synchronisation correcte est obtenue par division de fréquence (paragraphe IV-2-2 suivant). Il n'est cependant pas possible de choisir un diviseur aussi petit que semble le permettre la limite supérieure d'utilisation des lampes. On constate en effet, pour les deux types de lampes, des cadences optimales de l'ordre de 200 Hz en dehors desquelles le retard entre l'impulsion de synchronisation et l'éclair (environ 2 à 3 μS selon les lampes et leur degré d'usure) est soumis à des fluctuations erratiques importantes supérieures à 100% de sa valeur.

L'emploi prolongé à des cadences supérieures conduit au phénomène de "hold-over" dans lequel l'arc devient quasi-continu et la synchronisation impossible.

Les valeurs ci-dessous montrent un exemple de fonctionnement correct pour une lampe 1531-A.

Fréquence pilote = 15 KHz
Division = 128
Période de récurrence : 8,5 mS
durée de l'éclair : 1,5 S
(à 10% de la valeur de crête).

Flux lumineux dans l'image d'une source rectangulaire de 20 x 3 mm :

Valeur de crête = 0,8 Lm
Valeur moyenne = 0,22 mLm
Valeur moyenne de l'éclairement pour une image circulaire de 1 cm de diamètre : E_o = 2,8 lux

4-2-2 Synchronisation

Les Figures IV-15 et IV-16 montrent respectivement le synoptique de l'ensemble de synchronisation et les séquences d'impulsions correspondantes.

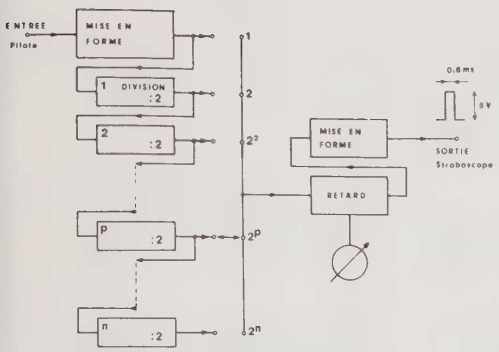


fig.IV.15

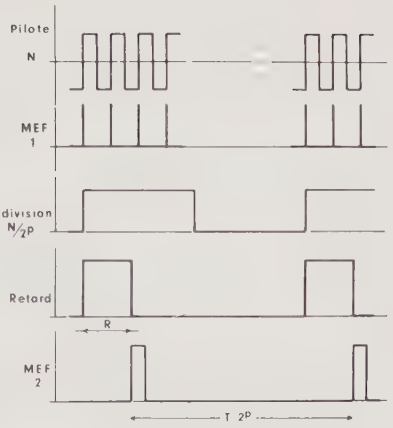


fig.IV.16

Les sinusoides écrêtées issues de la boucle d'auto-entretien de l'émetteur ultra-sonore sont d'abord mises en forme par un trigger de Schmidt. La division est ensuite assurée par une série de multivibrateurs bistables. Un commutateur permet de choisir le diviseur parmi les puissances de 2 disponibles de telle sorte que la fréquence de récurrence à l'entrée du stroboscope soit voisine de la cadence optimale de la lampe à éclairs. Après différenciation, l'impulsion de commande déclenche un multivibrateur monostable dont la constante de temps variable permet d'introduire un retard au déclenchement allant d'une fraction de période à quelques périodes de la fréquence ultra-sonore. On peut alors choisir dans le champ strioscopique un point de référence de phase spatiale, ou simuler une propagation ralentie.

L'impulsion retardée est calibrée par un deuxième multivibrateur monostable de façon à synchroniser correctement le stroboscope. Un étage séparateur à faible impédance sortie assure sa transmission correcte.

Les alimentations et la technologie de construction sont conçues pour assurer une immunité satisfaisante aux abondants parasites issus du stroboscope.

IV-2-3 Mesures photométriques

Le montage utilisé est celui de la Figure IV-17. Une cellule photoélectrique à vide poussé type 90 CV est alimentée sous une tension constante de 49 V prélevée aux bornes d'une diode Zener, au travers d'une résistance Ra variable selon le type de mesures à effectuer.

Un étage à cathode asservie par nuvistor 7586 assure l'adaptation d'impédance avec l'oscilloscope de mesure. Le gain de cet étage est de 0,97 et son temps de montée de 30 nS (avec une impédance d'entrée de 50 Ω).

L'ensemble des capacités parasites, cellule, triode câblage est de l'ordre de 10 pF.

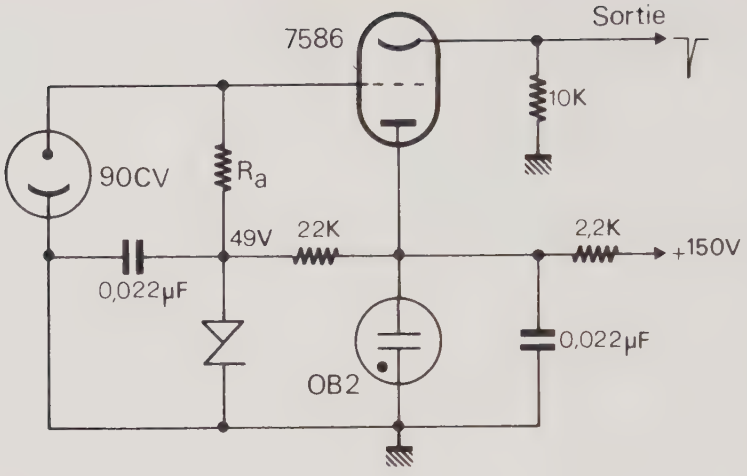


fig.IV.17

Avec Ra = 1 MΩ la sensibilité à la sortie de l'ensemble est de 19,4 volts/lumen. Les mesures sont aisées mais l'impulsion est déformée et sa valeur de crête incorrecte puisque la constante de temps Ra Cp ≃ 10 µS. Seules des mesures relatives sont possibles. Les mesures absolues, telles que les valeurs de crête, valeurs moyennes et durées d'éclairs demandent l'abaissement de Ra à la valeur de 10 kΩ telle que Ra Cp ≃ 100 nS. La sensibilité n'est plus que de 1,9 volt/lumen et nécessite un oscilloscope plus performant.

Les relevés de caractéristiques de transfert des diaphragmes et les divers réglages de position peuvent être faits avec le montage à grande sensibilité puisqu'ils ne nécessitent que des mesures relatives.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

(1) H.W. SAINT-CLAIR

An electromagnetic generator for producing intense high frenquency sound. Rev.Sc.Instrum.n°12 (1941) p.250.

(2) V.GAVREAU et M.MIANE

Générateur d'ultra-sons dans l'air à cylindres pistons, sphères et cubes vibrants.
Acustica Vol.4 (1954) p.387.

(3) A. KELLY

Strong Solids. Clarendon Press.Oxford (1966).

(4) J. et H. KRAUTKRÄMER

Contrôle de matériaux par les ultra-sons.
Ed.Springer - Berlin (1961).

(5) A.E.H. LOVE

Mathematical Theory of elasticity. 4° ed.
Cambridge University Press (1927) p.287.

(6) RAYLEIGH

Theory of sound;
Dover Publications N.Y. (1945) - Vol.I p.252.

(7) BANCROFT

The velocity of longitudinal waves in cylindrical bars.
Phys.Rev. (1941) - Vol. 59 p.589.

(8) A. ABRAMOWITZ et I.A. STEGUN

Handbook of mathematical functions.
Dover publications N.Y. (1965) p.414

(9) L.E. KINSLER et A.R. FREY

Fundamental of acoustics 2e éd.
John Wiley and sons Inc. N.Y. (1966) p.167-174.

(10) A. BARONE

Encyclopedia of Physics. Ed. by S. Flügge
Vol. XI/2 Acoustics II; p.103-017.

(11) RADIO DESIGNER'S HANDBOOK; Ed. by F. Langford-Smith - 4° éd.
Iliffe and sons Londres (1954)
Mc Intosh Amplifiers p.594-596.

CHAPITRE V

ANALYSE DE L'IMAGE STRIOSCOPIQUE

V-0 ANALYSE SEQUENTIELLE

Les conclusions du chapitre II - paragraphe 2-5 montrent la nécessité d'une analyse d'image quasi-instantanée, capable de suivre l'évolution provoquée d'un certain nombre de paramètres spatiaux ou temporels du champ sonore étudié.

En partant de l'idée que ce que l'oeil pouvait voir, était susceptible d'être également "vu" sous certaines conditions par une caméra de télévision, nous avons trouvé dans l'utilisation de ce procédé le moyen d'extraire simultanément la plus grande partie des informations contenues dans l'image strioscopique.

En effet, outre la topographie générale du champ qui est seule accessible à l'oeil, ou à l'appareil photographique, et qui est restituée en totalité et en permanence sur le récepteur de télévision, l'installation permet l'extraction de telle ou telle ligne du signal vidéo vers un oscilloscope. On montre alors la forme spatiale de l'onde dans une direction du champ, figée à tel ou tel instant que l'on veut au moyen de la stroboscopie.

L'intérêt de ces possibilités de séparation des fonctions spatiales et temporelles revêt une importance particulière en acoustique non-linéaire où, lors de la propagation d'ondes d'amplitude finie, l'observation en un point à des instants successifs diffère de l'observation d'un ensemble de points aux mêmes instants.

L'association télévision-stroboscopie lentement variable permet de suivre continuement l'évolution d'un front d'onde au cours de sa propagation, et donne ainsi un sens concret aux notions d'invariants de Riemann et de familles de caractéristiques du plan (x,t)-(1)(2).

L'objet de ce chapitre est donc de décrire les techniques utilisées et les adaptations nécessaires à l'utilisation d'un circuit fermé de télévision à partir d'un matériel commercial.

L'installation complète, dont le synoptique à déjà été vu au chapitre II, comporte trois parties essentielles aux fonctions bien distinctes : la première assurant l'acquisition des données par son organe essentiel, le tube de prises de vues, alimente deux voies de traitement du signal :

- une voie topographique conduisant à la visualisation de l'ensemble du champ sonore sur l'écran du moniteur;
- une voie d'analyse conduisant le long d'une direction arbitrairement choisie à la partie spatiale de l'onde, visible sur l'écran d'un oscilloscope.

V-1 ACQUISITION DES DONNEES

Le matériel de départ est une caméra H.Q. Philips type EL 8010/02 fonctionnant au standard CCIR 625 lignes par image, 25 trames par seconde 2/1 entrelacé.

Le tube de prises de vues est un VIDICON S type 55 850 à déviations et focalisations magnétiques.

Tous les circuits d'alimentation, des balayages et des focalisations ont été intégralement conservés et les valeurs des paramètres correspondants ajustés au mieux des possibilités du tube.

Les facteurs prépondérants restent la rémanence de la couche photo-conductrice, la tension de cible et les courants d'obscurité et de signal (3) (4) (5).

Les figures V-1, V-2 et V-3 extraites de l'article (3),précédemment cité, montrent les variations relatives des quatre paramètres principaux.

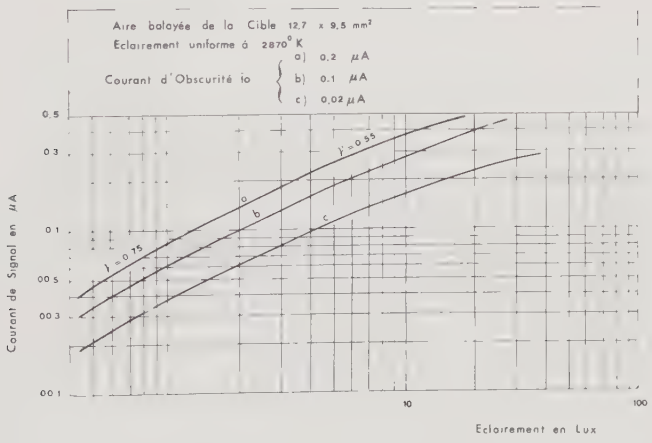


fig.V.3

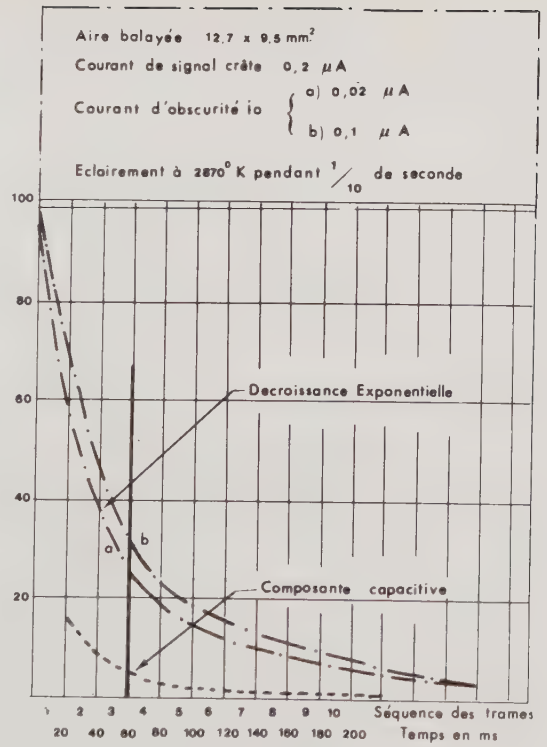

Aire balayée 12,7 x 9,5 mm²
Courant de signal crête 0,2 μA
Courant d'obscurité io
a) 0,02 μA
b) 0,1 μA
Eclairement à 2870° K pendant 1/10 de seconde
100
80
60
40
20
Décroissance Exponentielle
Composante capacitive
a
b
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 Séquence des trames
20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 Temps en ms

fig.V.2

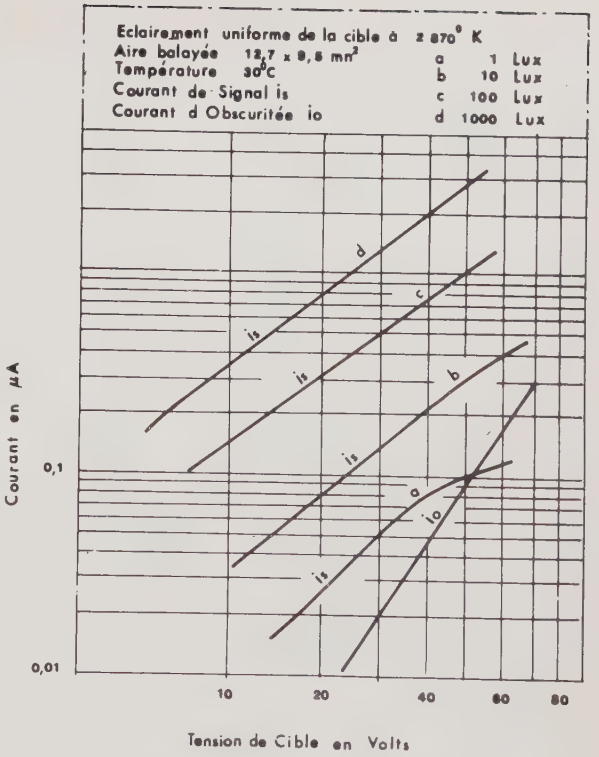

Eclairement uniforme de la cible à 2870° K
Aire balayée 12,7 x 9,5 mm²
Température 30°C
Courant de Signal is
Courant d Obscurité io
a 1 Lux
b 10 Lux
c 100 Lux
d 1000 Lux
Courant en μA
0,1
0,01
d
c
b
a
is
io
10 20 40 60 80
Tension de Cible en Volts

fig.V.1

Tout d'abord, le choix des points de fonctionnement doit assurer une rémanence suffisante compte tenu de la récurrence des éclairs du stroboscope. On a vu au chapitre IV - paragraphe 2, que la fréquence optimale de fonctionnement du stroboscope est comprise entre 150 et 200 Hz.

Dans ces conditions, l'éclairement moyen d'un cercle de 10 mm de diamètre est de l'ordre de 3 lux.

Si l'on remarque que la dimension du spot est de l'ordre d'au moins deux largeurs de ligne, chacun des points de l'image est balayé tous les 1/50e de seconde et donc la cible reçoit en moyenne 4 éclairs par trame.

Le faible éclairement moyen nécessite une tension de cible de l'ordre de 40 V pour laquelle le courant d'obscurité prend une valeur de 0,05 μA (Fig.V-1). On voit alors Fig.V-2 que l'ensemble des valeurs précédentes concourt à rendre la rémanence importante et que la décroissance du courant de signal entre deux éclairs successifs est certainement inférieure à 5% de sa valeur.

On ne constate aucune bande dégradée et l'amplitude du signal vidéo reste constante et stable.

Pour des éclairements aussi faibles, une saturation du courant de signal et du contraste intervient à partir d'un courant d'obscurité supérieur à 0,15 μA et il n'est donc pas possible d'utiliser une tension de cible supérieure à 50 V. On doit également veiller à limiter le courant d'obscurité à un maximum compatible avec la rémanence, sous peine d'une augmentation trop importante du niveau du noir conduisant à des difficultés supplémentaires lors de l'alignement des paliers d'extinction (niveau du noir) et à une saturation des amplificateurs vidéo, au niveau du blanc.

Du fait de la tension de cible élevée et d'un courant d'obscurité important, l'erreur de transfert des électrons sur les bords de la cible est peu importante (3). La correction parabolique de cathode ne se justifie pas dans la mesure actuelle ou la non homogénéité des niveaux noir et blanc est du même ordre de grandeur que le bruit et nettement inférieure aux défauts issus de la mauvaise focalisation sur les bords de l'image qui reste le défaut principal.

L'obtention d'un signal vidéo destiné à une voie d'analyse nécessite une parfaite linéarité du balayage horizontal car, outre une géométrie imparfaite de la voie topographique, une vitesse de balayage non uniforme entraîne une non uniformité du courant d'obscurité et du courant de signal, donc de la sensibilité.

La courbe A 2 de la figure V-4 montre la rapide décroissance de la sensibilité en fonction de la vitesse de balayage horizontal exprimée en nombre de lignes par trame de 20 mS. Il y a donc lieu de procéder à une révision des circuits correspondants et de procéder à des ajustements plus rigoureux que pour les prises de vues ordinaires.

Dans un premier temps, on réalise au mieux la focalisation et l'alignement du faisceau avec une mire classique (RMA - Résolution Chart, 1942). La linéarité du courant de déviation horizontale, les amplitudes des balayages vertical et horizontal sont ajustées à l'oscilloscope.

Dans un deuxième temps, on parfait ces réglages en se plaçant dans les conditions de l'expérience.

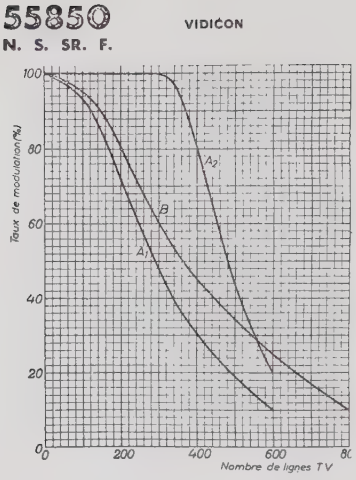


fig.V.4

La caméra est replacée sur la tête strioscopique et l'on met devant le miroir une mire faite de bandes verticales opaques et transparentes alternées (Fig.V-5 a).

Le stroboscope étant synchronisé à la fréquence ultra-sonore, on opère par retouches successives de l'aimant d'alignement de faisceau, et de la bobine de linéarité horizontale jusqu'à l'obtention de l'horizontalité des paliers noirs et des paliers blancs ainsi que de l'équidistance des transitions noir-blanc (Fig.V-5 b).

fig.V.5a

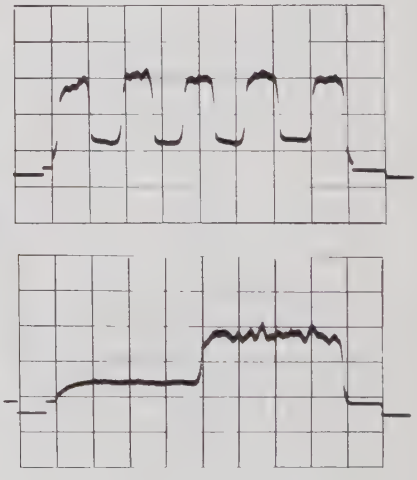


fig.V.5b

Malgré tous les soins apportés à ces réglages, les bords d'image restent d'une qualité insuffisante et des observations valables ne peuvent porter que sur une partie centrale circulaire représentant approximativement les trois quarts de l'aire balayée.

On remarquera enfin sur l'oscillogramme de la Figure V-5b, que si les paliers noirs contiennent le bruit de fond d'origine électrique de l'installation, les paliers blancs contiennent outre celui-ci, un bruit stationnaire d'origine optique représentant les défauts de surface du miroir sphérique entre les bandes opaques de la mire.

V-2 VOIE D'ANALYSE PHOTOMETRIQUE

La forme des caractéristiques de transfert courant-éclairement du vidicon, Fig.V-3, implique un traitement du signal vidéo par un amplificateur non linéaire, de façon que le transfert total de l'installation ait un "γ" aussi voisin que possible de l'unité, sur une plage d'éclairement allant de l'obscurité à environ 7 à 8 lux. Dans ces conditions, la linéarité du dispositif peut être assurée pour diverses ouvertures de la fente d'émission ou diverses valeurs de la récurrence du stroboscope.

V-2-1 Circuits de correction

Les circuits utilisés ressemblent à ceux qui sont employés à la correction de transfert en télévision classique, à ceci près que la correction doit être faite en sens opposé. En effet, le "γ" d'un cathoscope étant voisin de 2, les corrections classiques tendent à abaisser le "γ de la prise de vues à une valeur voisine de 0,5 de telle sorte que les dégradés gris soient convenablement restitués à l'oeil. L'image électrique de la mire dégradée n'est alors pas linéaire. Inversement, si l'on désire un signal vidéo linéaire, l'image du cathoscope apparaît "trop contrastée".

La méthode que nous avons utilisée consiste à relever à l'oscilloscope la forme du signal issu d'une mire linéaire (paragraphe V-1-2 suivant) éclairée par transparence, et faite de 6 marches égales dont les coefficients de transmission vont de 0 à 1 par bonds de 0,2.

La caractéristique de transfert de la prise de vues est donc définie par 6 points qui permettent de définir graphiquement la caractéristique inverse à donner à l'amplificateur. Les circuits utilisés sont représentés Fig.V-6.

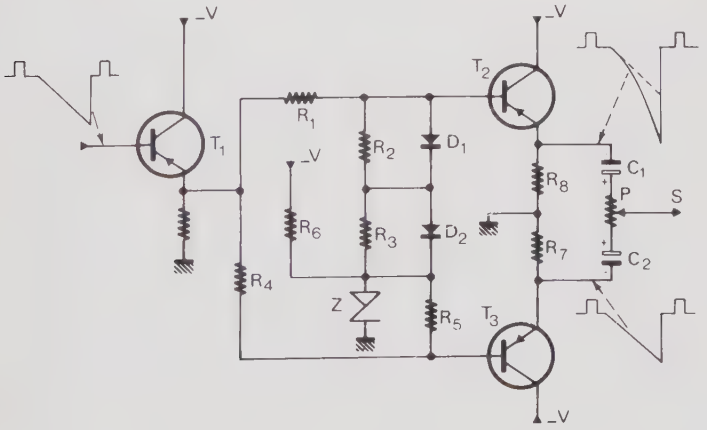


fig.V.6

Le signal vidéo négatif entre sur la base de T_1 monté en émetteur suiveur.

Le circuit constitué par les résistances R_1, R_2, R_3 et les diodes D_1 et D_2 inséré entre l'émetteur de T_1 et la base de T_2 réalise un diviseur de tension non linéaire dont la caractéristique de transfert peut être arrêtée par le choix des types de diodes D_1 et D_2, et par ajustement des résistances R_2 et R_3 en parallèle sur chaque diode. La diode de Zener (Z) et son ballast R_6 assurent des valeurs correctes aux courants de polarisation de T_1 et de T_2 ainsi qu'au point de repos sur la caractéristique I(V) du diviseur non linéaire.

L'addition sur le potentiomètre P des signaux corrigé et non corrigé permet de recueillir sur le curseur de P une combinaison linéaire des deux signaux. Cette combinaison à coefficients variables permet un dosage de la correction et éventuellement un réajustement rendu nécessaire par des modifications de paramètres en amont du circuit. Ce type de circuit, relativement simple et facile à adapter possède l'inconvénient d'être tributaire des paramètres statiques de polarisation des transistors.

En particulier, la validité de la correction des 6 points expérimentaux est liée à une position correcte du niveau du noir (premier point) définie par le potentiel d'émetteur de T_1 et celui du noeud (R_3, R_6, R_5, D_2, Z).

En conséquence, la commande de gain (contraste) et la fixation du niveau du noir par rapport aux signaux d'effacement et de synchronisation doivent obligatoirement se situer en aval du circuit de correction. D'autre part, comme le montrent les courbes de la figure V-3 entre 0 et 8 lux, le "γ" de la prise de vues n'est pas constant et varie respectivement de 0,9 à 0,6. Si la forme de la courbe évolue peu en fonction du courant d'obscurité, donc de la tension de cible, la concordance de la fonction inverse avec une partie de la caractéristique de transfert du diviseur non linéaire, ne peut être assurée que sur une partie bien définie de cette dernière.

En d'autres termes, la correction, étant assurée à partir d'une valeur du courant d'oscurité, il lui correspond une valeur et une seule de la tension de cible qui ne doit plus être modifiée.

Les conditions générales de la strioscopie, diaphragme à fente et couteau, synchronisation du stroboscope, visualisation d'un champ étendu sont telles que l'éclairement moyen de la cible reste pratiquement constant. On peut alors, sans inconvénient stabiliser la tension de cible à une valeur fixe, assurant une rémanence et un courant de signal suffisants. Alors le courant de faisceau peut être également stabilisé à une valeur compatible avec la dynamique d'éclairement nécessaire. Il s'en suit qu'un réajustement optimal des focalisations et des balayages, peut être réalisé et maintenu.

En revanche, toute modification d'élément entraînant une variation importante de l'éclairement moyen de la cible oblige à un réajustement en cascade de tous les paramètres de la prise de vues.

En particulier, l'utilisation d'objectifs à focale variable reste limitée à la voie topographique dans la mesure ou la géométrie des images qu'ils fournissent peut être jugée acceptable.

V-2-2 Simulateur de champ

Les caractéristiques du tube vidicon, des figures V-1-2-3, ne sont évidemment pas établies pour chaque tube fabriqué et les valeurs correspondantes des divers paramètres sont relevées à partir d'un éclairement standard continu et dont la température de couleur est de 2870°K. Ces caractéristiques ne sont donc pas immédiatement applicables à notre expérience car, d'une part, la composition spectrale de lumière émise par le stroboscope s'écarte considérablement de l'éclairement de référence, d'autre part, l'éclairement est discontinu. Pour pouvoir exécuter les mesures et les réglages convenables, nous avons été amenés à simuler les conditions de la prise de vues strioscopique, en utilisant une mire dégradée éclairée par transparence, avec le stroboscope convenablement synchronisé.

Cette mire, conçue selon la technique des sensitomètres à tubes est faite de 6 plages de même largeur par juxtaposition de filtres Wratten choisis de telle sorte que le coefficient de transmission varie de 0 à 1, par bonds de 0,2.

L'ouverture de la fenêtre d'entrée du tube est ajustée à une valeur telle que l'éclairement moyen maximal sur la cible correspondant à la plage $\tau = 1$ soit de l'ordre de 6 lux (deux fois l'éclairement moyen E_o avec les diaphragmes rectilignes).

Il eut été souhaitable de pouvoir simuler des gradients d'indice de réfraction, directement en avant du miroir de stricoscopie car cette méthode eût permis d'obtenir le transfert global et de la prise de vues. La simple application numérique suivante montre que l'extrême difficulté de réalisation est hors de proportion avec le résultat final escompté.

Supposons que l'on veuille discrétiser la caractéristique de transfert par 10 marches égales régulièrement réparties sur la caractéristique d'un diaphragme rectiligne à fente de hauteur a_o, la distance d'observation étant peu différente du rayon de courbure R du miroir. Les déviations extrêmales correspondant à la saturation du diaphragme dans le blanc et dans le noir sont :

$$\alpha_{max} = \pm \frac{a_o}{2R}$$

à partir d'un point de fonctionnement centré en $a = \frac{a_o}{2}$. On peut envisager des bandes prismatiques d'égale largeur telle que la différence de déviation entre deux bandes consécutives soit :

$$\Delta D = \Delta[(n-1)A] = \frac{2\alpha_{max}}{10} = \frac{a_o}{10R}$$

Pour une fente source de largeur $a_o = 3$ mm et un rayon de coubure R = 6 m, la valeur de $D = 5.10^{-5}$ rd est extrêmement faible. Selon que l'on opère à indice constant $\Delta D = (n-1).\Delta A$ ou à angle constant $\Delta D = A.\Delta(n-1)$, on ne peut envisager sérieusement la réalisation pratique d'une telle mire; d'autant moins d'ailleurs que ces valeurs devraient être assurées sur une aire assez importante avec une précision au moins égale à celle de l'usinage de la surface du miroir sphérique.

En conclusion, le signal recueilli n'est pas de très bonne qualité en raison de l'important bruit de fond dont il est affecté, bruit dont la partie principale, stationnaire est due à l'insuffisante qualité optique du miroir sphérique. L'interprétation des résultats doit donc rester prudente en l'état actuel des possibilités techniques

de la prise de vues. La rapidité des progrès technologiques en matière d'électro-optique permet d'espérer à court terme une amélioration conséquente tant de la précision que de la fiabilité de ce procédé d'analyse.

V-3 VOIE TOPOGRAPHIQUE

Le signal vidéo complet, après correction de "γ", alignement du niveau noir, et addition des signaux d'effacement est envoyé sur un moniteur par l'intermédiaire d'un amplificateur saturable donnant ainsi des passages francs du noir au blanc. L'ensemble des fronts d'ondes se trouve ainsi plus finement défini.

L'effort technologique doit donc se porter essentiellement sur les qualités géométriques de l'image.

Nous avons réalisé ce moniteur, à partir d'un téléviseur domestique de 59 cm de diagonale d'écran.

La première condition à réaliser est la synchronisation parfaite des balayages horizontal et vertical.

La présence dans le montage d'une source puissante de parasites constituée par l'arc du stroboscope nous a obligé à une synchronisation directe du moniteur à partir du générateur de signaux de synchronisation par des circuits à basse impédance. L'immunité aux parasites des balayages horizontal et vertical est parfaite par un blindage approprié des circuits et des mises à la masse efficaces.

L'amélioration de la géométrie de l'image est obtenue par addition au montage des circuits de correction de coussin et de correction en "S" utilisés sur les récepteurs de télévision en couleurs.

Tous les réglages divers sont assurés à partir d'une mire électronique. La qualité de l'image fournie par le moniteur est essentielle, car tous les réglages de la prise de vues du paragraphe V-2 passent obligatoirement par son intermédiaire.

L'installation ainsi conçue permet de centraliser toutes les commandes à proximité du champ acoustique et facilite considérablement l'expérimentation. Signalons enfin que l'obtention de documents permanents de phénomènes évolutifs est aisément réalisée par enregistrement magnétique (magnétoscope).

Cependant et afin d'obvier à la dégradation inévitable de l'information au cours de ses traitements successifs, l'acquisition de documents statiques en vue d'informations numériques doit être préférablement réalisée par photographie directe du champ en diaphragmes saturés.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

(1) ZEL'DOVICH et P.RAIZER
Physics of Shok Waves and high temperature Hydrodynamic phénomena
Academic Press - Londres (1966) Vol.I p.19

(2) D.T. BLACKSTOCK
Propagation of plane sound waves of finite amplitude in non-dissipative fluids.
J.A.S.A. (1962) Vol.1 p.9-30

(3) M. BLAMOUTIER
Etude des analyseurs à photoconduction, les vidicons CFTH.
Onde Electrique (1961) n1 408 p.229.

(4) GUYOT, BLAMOUTIER et GEOFFROY
Vidicon performance characteristics at slow scan rates.
RCA Rev. 27 (1966) n°1 p.57.

CHAPITRE VI

CHAMPS D'ONDES SONORES

6-0 INTRODUCTION

Les considérations exposées au chapitre II montrent comment il est possible de former l'image strioscopique d'une région perturbée de l'espace au moyen des organes de conversion que contituent les associations sources diaphragmes. Le mode de formation ainsi défini pour chaque type d'organe repose sur l'hypothèse, confirmée par l'expérience, de la déviation des rayons lumineux à la traversée d'un champ d'ondes sonores.

Il reste alors à définir les équations de passage de la lumière au travers du champ, sous la forme la plus générale possible, faute de quoi, en dehors d'un petit nombre de cas simples totalement résolus, les images strioscopiques sont bien souvent plus spectaculaires qu'utiles.

L'objet de ce chapitre est de montrer comment on peut obtenir des critères de formation d'un striogramme à partir d'une perturbation sonore quelconque, suffisamment généraux pour que l'on puisse confronter les solutions théoriques à l'expérience.

La validité des diverses approximations sera démontrée et les résultats correspondants, appliqués à quelques problèmes de réflexion et de diffraction d'ondes sonores.

VI-1 TRAJECTOIRES LUMINEUSES

VI-1 Equations générales

La comparaison entre les longueurs d'ondes lumineuses et sonores montre que l'approximation de l'optique géométrique est largement justifiée dans toutes les expériences faites en milieu gazeux, car les variations d'indice de réfraction y restent extrêment faibles.

L'équation de l'eikonale, ou le théorème de Fermat (1) définissent les trajectoires lumineuses comme les courbes Γ de l'espace solution du système d'é-

quations différentielles :

$$(6,1) \qquad \frac{d}{ds}(n\vec{\tau}) = \overrightarrow{\text{grad}}\, n$$

$\vec{\tau}$ = vecteur unitaire tangent à (Γ)
n = indice de réfraction fonction du point
s = abscisse curviligne sur (Γ)

avec un certain nombre de conditions limites définies en fonction de l'expérience :

Le système réduit équivalent au miroir (Fig. II, 4) limite l'espace des indices fonction du point à une région comprise entre deux plans parallèles en dehors de laquelle les rayons lumineux sont des droites.
Soit 0z la perpendiculaire à ces deux plans définis par :

$$(6,2) \qquad P(o) \longrightarrow z = o$$
$$P(e) \longrightarrow z = e$$

pour tout point M(x,y,z) situé entre P(0) et P(e), l'indice de réfraction a pour expression :

$$(6,3) \qquad n = n_o\,[1 + F(x,y,t)] = N(x,y,t)$$

F(x,y,t) sera définie ultérieurement comme la solution régulière d'une équation de Dalembert (ou d'une équation d'Helmoltz pour sa partie spatiale).
Elle est définie, continue en tout point M, $0 \leqslant z \leqslant e$ et pourvue de dérivées de tous ordres elles-mêmes définies et continues.
Les conditions limites sont alors définies sur P(0) par :

$$(6,4) \qquad \vec{\tau}(M_1) = \begin{cases} 0 \\ 0 \\ 1 \end{cases} \quad \forall\, M_1(x_1,y_1) \in P(0)$$

Soient :

$$(6,5) \qquad \begin{cases} x = x(s) \\ y = y(s) \\ z = z(s) \end{cases}$$

Les équations paramétriques de la courbe solution de (6,1).

Alors, l'intégration de (6,1) associe à tout point $M_1(x_1,y_1) \in P(0)$ un point $M_2(x_2,y,2) \in P(e)$ et un seul définissant par (6,4) et (6,5) le champ des vecteurs $\vec{\tau}(M_2)$ sur P(e).

Si la fonction (6,3), N(x,y,t) est connue à l'avance, le problème est théoriquement soluble pour chaque cas particulier, cependant la nature transcendantale de (6,3) limite rapidement la résolution aux seules méthodes numériques et l'image strioscopique ne peut être interprêtée que si le problème acoustique est totalement résolu

Il est cependant possible d'obtenir un certain nombre de solutions particulières formelles au moyen d'approximations qui seront justifiées à posteriori par des applications numériques.

Considérons les équations d'Euler (6,1) associées au théorème variationnel de Fermat sous la forme :

$$(6,6) \qquad \frac{d\vec{\tau}}{ds} = \frac{1}{n}\left[\overrightarrow{\text{grad}}\, n - \vec{\tau}\,(\vec{\tau}\,.\overrightarrow{\text{grad}}\, n)\right]$$

par l'opérateur :

$$\frac{d}{ds} = \vec{\tau}\,.\,\overrightarrow{\text{grad}}$$

Soit $h = H(x,y)$ une fonction de deux variables définie dans tout l'espace compris entre P(0) et P(e) à l'exception d'un certain nombre de points singuliers qui seront étudiés ultérieurement, par la relation :

$$(6,7) \qquad \overrightarrow{\text{grad}}\, n \;.\; \overrightarrow{\text{grad}}\, h = 0$$

Les surfaces $n = \text{cste}$ et $h = \text{cste}$ constituent une famille de cylindres orthogonaux que l'on peut prendre comme surfaces de coordonnées curvilignes orthogonales. Par tout point $M_1(x_1, y_1, 0)$ non singulier de P(0) passent deux courbes orthogonales (C_1) et (C_2) de P(o) définies par :

$$(6,8) \qquad (C_1) \rightarrow H(x_1, y_1, 0) = h_1 = \text{cste}$$

$$(C_2) \rightarrow N(x_1, y_1, 0) = n_1 = \text{cste}$$

on désigne par u et v les abscisses curvilignes respectivement sur (C_1) et (C_2) à partir de M_1 pris comme origine arbitraire et comptées positivement dans les sens croissants de n et de h correspondants :

par $\vec{e}_u$, $\vec{e}_v$, $\vec{e}_z$ les vecteurs unitaires tangents aux courbes coordonnées passant par tout point M de l'espace et formant un trièdre trirectangle d'orientation directe.

$$(6,9) \qquad u = u(s) \qquad v = v(s) \qquad z = z(s) \qquad\qquad s(M_1) = 0$$

sont les équations paramétriques de la courbe (Γ) solution de (6,6) dans le système de coordonnées curvilignes orthogonales u, v, z, d'origine M_1 sur P(0).

Les notations $u' = \frac{du}{ds}$ $\quad v' = \frac{dv}{ds}$ $\quad z' = \frac{dz}{ds}$ et le système de coordonnées choisies permettent d'écrire :

$$\vec{\tau} = u'\,\vec{e}_u + v'\,\vec{e}_v + z'\,\vec{e}_z$$

$$(6,10) \qquad \overrightarrow{\text{grad}}\, n = \vec{e}_u \;.\; \frac{dn}{du}$$

puisque n n'est plus fonction que de la seule variable u

$$\frac{d\vec{\tau}}{ds} = u''\,\vec{e}_u + v''\,\vec{e}_v + z''\vec{e}_z + u'\,\frac{d\vec{e}_u}{ds} + v'\,\frac{d\vec{e}_v}{ds}$$

$$\frac{d\vec{e}_u}{ds} = u'\,\frac{\partial \vec{e}_u}{\partial u} + v'\,\frac{\partial \vec{e}_u}{\partial v} = \left[\epsilon_1 a_u u' + \epsilon_2 a_v v'\right] .\, \vec{e}_v$$

$$\frac{d\vec{e}_v}{ds} = u' \frac{\partial \vec{e}_v}{\partial u} + v' \frac{\partial \vec{e}_v}{\partial v} = [\epsilon_3 a_u u' + \epsilon_4 a_v v'] . \vec{e}_u$$

avec $a_u = \frac{1}{R_u}$ inverse du rayon de courbure de (C_1) au point M

$a_v = \frac{1}{R_v}$ inverse du rayon de courbure de (C_2) au point M

comme $\vec{e}_u . \vec{e}_v = 0$ en dérivant une fois par rapport à s on vérifie que :

$$\epsilon_3 = -\epsilon_1 = \pm 1 \quad , \quad \epsilon_4 = -\epsilon_2 = \pm 1$$

On posera :

$$(6,11) \qquad K(u',v') = \epsilon a_u u' + \epsilon_2 a_v v'$$

$$\frac{d\vec{\tau}}{ds} = u'' - v' K(u', v') . \vec{e}_u + v'' + K(u', v') . \vec{e}_v + z''.\vec{e}_z$$

L'identification des facteurs de $\vec{e}_u$, $\vec{e}_v$ et $\vec{e}_z$ dans (6,6) conduit au système d'équations différentielles :

$$u'' - v'K(u', v') + (u'^2 - 1) \frac{1}{n} \frac{dn}{du} = 0$$

$$(6,12) \qquad v'' + u'K(u', v') + u' v' \frac{1}{n} \frac{dn}{du} = 0$$

$$z'' + u' z' \frac{1}{n} \frac{dn}{du} = 0$$

VI-1-2 Solutions triviales

La relation (6,6) montre qu'une condition nécessaire et suffisante pour que l'axe 0z soit solution de (6,12) est qu'en chaque point M(u = 0, v = 0, $0 \leqslant z \leqslant e$) on ait $\overrightarrow{grad}\, n = 0$

Alors : $\vec{\tau} = \vec{\tau}(M_1) = \text{cste}$

Réciproquement, comme $\frac{\partial n}{\partial z} = 0$, la trajectoire issue de chaque point M_1 de P(0) tel que $(\overrightarrow{grad}\, n)\, M_1 = 0$, est une droite, donc $\vec{\tau}(M_2)$ sur P(e) = $\vec{\tau}(M_1)$ sur P(0).

On notera que ce résultat est évidemment indépendant du système de coordonnées choisi.

Cette classe des solutions de (6,12) présente des propriétés particulièrement intéressantes pour l'interprétation des images.

Soient $\epsilon(0)$ l'ensemble des points M_I de P(0) défini par :

$$M_I \in \epsilon(0) \subset P(0) \longleftrightarrow \overrightarrow{grad}\, n_{M_I} = 0$$

et $P^*(0)$ l'image de P(0) formée par l'objectif de prises de vue.

Alors $\epsilon^*(0) \subset P^*(0)$ image de $\epsilon(0)$ est un sous-ensemble particulier des points de $P^*(0)$ dont l'éclairement est égal à E_o, éclairement de fond en l'absence de champ sonore dont la valeur dépend du type de diaphragme utilisé.

Parmi tous les points de $P^*(0)$ dont l'éclairement peut être E_o, seul $\epsilon^*(0)$ est un invariant par rapport aux conditions expérimentales. En particulier, l'éclairement de tout point $M_I^* \in \epsilon^*(0)$ est E_o quelle que soit l'orientation du diaphragme par rapport au champ sonore et les coordonnées de M_I^* sur $P^*(0)$ ne dépendent que de la (ou des) phase (s) à l'origine de (des) onde (s) arbitrairement fixée (s) par la synchronisation du stroboscope.

VI-1-3 Points singuliers

Compte tenu des propriétés de N(x,y), le seul type de point singulier qui ne permette pas de définir H(x,y) car (6,7) ne peut être qu'un col de la surface $h = N(x,y)$ localement assimilable à un point hyperbolique.
Or, c'est un extrêmum singulier pour lequel on a simultanément :

$$\frac{\partial N}{\partial u} = 0 \qquad \frac{\partial N}{\partial v} = 0$$

en conséquence $\overrightarrow{grad}\, n = 0$ et la trajectoire correspondante est une droite d'après les résultats du paragraphe précédent. L'image d'un point hyperbolique de N(x,y) appartient donc à $\epsilon^*(0)$ et son éclairement est E_o.

VI-1-4 Solutions approchées

Plusieurs cas sont à envisager :

a) $a_u = a_v = 0 \qquad K(u', v') = 0$

C'est le cas des ondes planes, ou localement assimilables à une onde plane (approximation de l'optique géométrique appliquée à l'onde sonore).

Le système (6,12) se simplifie et devient :

$$\frac{u'.u''}{1-u'^2} = \frac{1}{n}\frac{dn}{ds}$$

(6,13)

$$\frac{v''}{v'} = -\frac{1}{n}\frac{dn}{ds}$$

$$\frac{z''}{z'} = -\frac{1}{n}\frac{dn}{ds}$$

qui s'intègre facilement compte tenu des conditions initiales (6,4) et du sens croissant

de u sur (c_1), (6,8)

$$(6,14) \quad u' = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n}\right)^2} \quad , \quad v' = 0 \quad , \quad z' = \left(\frac{n_1}{n}\right)$$

La courbe (Γ) est plane dans le plan $v = 0$, on peut alors poursuivre l'intégration de (6,14) sous la forme :

$$u = f(z) \quad \text{dans le plan} \quad v = 0$$

$$\frac{du}{dz} = \sqrt{\left(\frac{n}{n_1}\right)^2 - 1}$$

Si l'on considère que n est une fonction de u seul, que ses variations sont extrêmement petites, et que d'autre part la courbe (Γ) cherchée s'écarte peu de l'axe $u=0$, on peut développer n(u) au voisinage de $u = 0$ se limitant au premier terme du développement :

$$(6,15) \qquad n(u) \simeq n(0) \left[1 + \frac{1}{n(0)} \left(\frac{\partial n}{\partial u}\right)_o u + \ldots . \right]$$

$$n_o = n_1$$

on posera : (6,16) $$p = \frac{1}{n_1} \left(\frac{\partial n}{\partial u}\right)_{M_1} = (\text{grad Log } n)_{M_1}$$

$$\frac{du}{dz} = \sqrt{(1 + pu)^2 - 1}$$

Si on néglige les termes en u^2 sous le radical, on retrouve avec l'expression de $p(M_1)$ pour une onde plane, l'intégrale elliptique de Lucas et Biquard (2).
L'intégration est immédiate et donne (Γ) par :

$$(6,16) \quad u = \frac{1}{p} \left[\text{ch} pz - 1 \right]$$

La quantité p est toujours très petite $\simeq 10^{-7}$. On peut alors se limiter au premier du développement de $\text{ch} pz - 1$

$$u = \frac{pz^2}{2} + \ldots .$$

Au point de sortie M_2 de P(e) ou $z=e$ la déviation est :

$$(6,17) \qquad \text{tg}\,\theta = \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=e} \qquad pe = e\,(\text{grad Log}\,n)_{M_1}$$

La déviation est donc dans le plan $\perp$ à P(0) qui contient $\overrightarrow{\text{grad}} \log n$ et elle lui est sensiblement proportionnelle. Si l'on désigne par $\vec{\tau}_e$ la composante sur le plan de sortie P(e) du vecteur unitaire tangent à (Γ), on peut écrire :

$$(6,18) \qquad \vec{\tau}_e \simeq e.(\overrightarrow{\text{grad}}\,\text{Log}\,n)_{M_1}$$

b) $K(u',v') \neq 0$, $a_v \neq 0$

La restriction $a_v \neq 0$ est imposée par la suite des calculs; mais si l'on considère que $a_v = 0$, la courbure des lignes $(c_2) \rightarrow N(n,y) = \text{cste}$ s'annule : ou bien en changeant de signe autour d'un point hyperbolique admettant pour (Γ) une solution triviale, ou sans changer de signe ce qui correspond soit à point parabolique de $n = N(x,y)$ auquel cas on a simultanément $a_u = 0$, soit à une onde localement assimilable à une onde plane et l'on aura également $a_u = 0$.

En définitive, $a_v = 0$ $a_u = 0$ à l'exception d'un très petit nombre de cas comme le voisinage immédiat d'un obstacle ou le passage d'une onde à un foyer, on est ramené au cas précédent. Soit (D) un cylindre circulaire d'axe 0z contenant (Γ) de telle sorte que M_2 soit sur la frontière de (D) dans le plan P(e) de sortie et ne contenant en outre, aucun des points singuliers précédemment étudiés. Alors à l'intérieur de (D) on pourra développer n(u) selon (6,15) et comme le rayon de (D) reste petit par comparaison à toutes les autres variables d'espace, on pourra écrire l'approximation :

$$(6,19) \qquad \forall M \in (\Gamma) \subset (D) \qquad \begin{matrix} a_u & \text{cste} & = a_u(0) \\ a_v & \text{cste} & = a_v(0) \end{matrix}$$

on vérifie aisément que la relation :

$$(6,20) \qquad \epsilon_1 a_u u' = \epsilon_2 a_v v' \rightarrow \epsilon_1 a_u u = \epsilon_2 a_v v$$

est solution des deux premières équations de (6,12) dont la première intégrale prend la forme :

$$(6,21) \qquad u'^2 = (1-m)\left[1 - \left(\frac{n_1}{n}\right)^2\right]$$

$$v'^2 = m \left[1 - \left(\frac{n_1}{n}\right)^2\right]$$

$$z'^2 = \left[1 - \left(\frac{n_1}{n}\right)^2\right]$$

avec $$m = \frac{a_u^2}{a_u^2 + a_v^2} \qquad a_v \neq 0$$

Compte tenu du développement de n(u) sous la forme (6,15) et en posant :

$$(6,22) \qquad q = (1-m)p \simeq (1-m)\,(\text{grad Logn})_{M_1}$$

La première des équations (6,21) conduit à :

$$(6,23) \qquad (1 + p u^2) = \left(\frac{n}{n_1}\right)^2 = 1 + q^2 s^2$$

la troisième équation, compte tenu de (6,23) à :

$$s = \frac{1}{q} \text{ sh } (qz)$$

relation qui montre que (Γ) s'écarte peu de l'axe 0z car q étant une quantité très petite :

$$(6,24) \qquad s(M_2) \sim z(M_2) = e$$

Les valeurs (6,23) et (6,24) reportées dans (6,21) donnent les composantes de $\vec{\tau}(M_2)$ à la sortie du champ sous la forme :

$$(6,25) \qquad \begin{aligned} u'(M_2) &\simeq \sqrt{1-m}\ .qe\ (1 - q^2\,\frac{e^2}{2}\,) \\ v'(M_2) &\simeq \pm\sqrt{m}\ \ qe\,(1 - q^2\,\frac{e^2}{2}\,) \\ z'(M_2) &\sim \qquad 1 - q^2\,\frac{e^2}{2} \end{aligned}$$

Si l'on néglige le terme en $q^2\,\frac{e^2}{2}$ devant 1 dans les deux premières équations, la projection de $\vec{\tau}(M_2)$ sur P(e) s'écrit :

$$\vec{\tau}_e \simeq e(1-m) \begin{vmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{vmatrix} \overrightarrow{\text{grad}}\ \text{Log}\, n$$

$$(6,26) \qquad \text{tg}\,\varphi = \epsilon\sqrt{\frac{m}{1-m}}\ , \quad \epsilon = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 = \pm\ 1$$

relation qui montre comparativement à (6,18) que si la déviation du rayon lumineux est encore proportionnelle à grad Log n, elle s'écarte du plan (0y, grad n) d'un angle φ petit dont le sens dépend des concavités réciproques des courbes (C_1) et (C_2), donc des valeurs et des signes des dérivées secondes de $N(x,y) = n_1$ au point d'entrée M_1 dans le plan z=0.

En résumé, la relation (6,26) établit de manière approchée mais formelle, la déviation des rayons lumineux à la traversée du champ sonore.
Elle contient également les solutions triviales du système (6,12) et hors du voisinage immédiat d'une source, d'un obstacle ou d'un foyer, ou lorsque l'approximation de l'optique géométrique est valable, on pourra utiliser la forme simplifiée (6,18) correspondant à : $m \simeq 0$, $\varphi = 0$.

VI-2 CRITERES DE FORMATION D'UNE IMAGE

VI-2-1 Propriétés optiques du milieu perturbé

Dans le cadre de l'acoustique linéaire, les grandeurs observables caractérisant le champ sonore dépendent d'une quantité scalaire unique, le potentiel Φ vérifiant l'équation de Dalembert

$$(6,27) \qquad \Delta\Phi - \frac{1}{c^2}\ \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = f$$

soit $\qquad \Psi(x, y, \omega) = \mathcal{F}\,[\,\Phi(x, y, t)\,]$

La transformée de Fourrier de Φ par rapport au temps t . L'équation (6,27) est remplacée par l'équation d'Helmoltz (3) :

$$\Delta\Psi + k^2\Psi = F \tag{6,28}$$

ou $\qquad k = \frac{\omega}{c} \qquad F = \mathcal{F}[f]$

Dans le cas des ondes monochromatiques entretenues, les formules d'inversion de donnent simplement :

$$\Phi(x, y, t) = \Psi(x, y)\, e^{-i\omega t}$$

La fonction $\Psi(x, y)$ que l'on désigne sous le nom de potentiel d'espace peut s'écrire sous la forme d'une fonction à valeur complexe.

$$\Psi(x, y) = \psi(x, y)\, e^{i\,\theta(x, y)}$$

la solution générale de l'équation de Dalembert (6,27) prend alors la forme :

$$\Phi(x, y, t) = \psi(x, y)\, e^{i[\theta(x, y) - \omega t]} \tag{6,29}$$

la quantité $\Omega = \theta(x, y) - \omega t$ appelée phase de l'onde jouit de propriétés analogues à la fonction eikonale dans l'approximation de l'optique géométrique.

A partir de (6,29), on définit la surpression sonore en un point :

$$\delta p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -i\omega\rho\ \psi(x, y)\, e^{i\Omega} \tag{6,30}$$

Pour un milieu gazeux tel que l'air, supposé parfait, et dans lequel les phénomènes de compression sont considérés comme adiabatiques, étant la masse volumique du gaz :

$$\frac{dp}{p} = \gamma\ \frac{d\rho}{\rho} \qquad \text{et} \qquad \frac{n-1}{\rho} = \text{cste} = \frac{n_o - 1}{\rho_o} \tag{6,31}$$

Les variations d'indice de réfraction étant toujours très petites les relations (6,30) et (6,31) permettent d'écrire :

$$\delta n \simeq \frac{n_o - 1}{\gamma p_o}\ \delta p = -\frac{i\,\omega\,\rho_o\,(n_o - 1)}{\gamma\, p_o}\ \Phi(x, y, t) \tag{6,32}$$

dont on ne doit, bien entendu, prendre en considération que la partie réelle :

$$\mathcal{R}(\delta n) = \frac{\omega\,\rho_o\,(n_o - 1)}{\gamma\, p_o}\ \psi(x, y) \sin\Omega = \frac{\omega\,(n_o - 1)\,\rho_o}{\gamma\, p_o}\ \mathcal{J}(\Phi)$$

Toute confusion étant ainsi écartée, l'expression (6,3) $n = n_o\,[1 + F(x, y, t)]$ se trouve ainsi explicitée par la forme :

$$n = n_o\,[1 + A.\mathcal{J}(\Phi)] \tag{6,33}$$

$$A = \frac{\omega\,(n_o - 1)\,\rho_o}{n_o \cdot \gamma\, p_o}$$

expression qui caractérise, à partir du potentiel, les propriétés optiques du milieu au passage d'une onde sonore. Toutes les approximations précédentes se justifient à partir d'une application numérique sur (6,32).

Avec une surpression $\Delta p = 2.10^4$ Pa correspondant au niveau considérable de 180 db SPL (réf. $2.10^{-4}\mu$ bar) la quantité $A.\mathcal{J}\Phi = \frac{\Delta n}{n_o} = 4.10^{-7}$ reste donc très petite devant 1 alors que des surpressions de cet ordre de grandeur n'obéissent déjà plus à l'équation de Dalembert et que l'on aborde le domaine de l'acoustique non-linéaire.

Les équations de passage de la lumière au travers du champ sonore (6,26) font intervenir la quantité :

$$\text{grad Log} n = \text{grad Log}. n_o [1 + A \mathcal{J}(\Phi)]$$

Comme $A.\mathcal{J}(\Phi)$ est une quantité très petite devant 1 on pourra limiter à son premier terme le développement du log $(1 + z)$:

$$(6,34) \qquad \text{grad Log} n \sim A \text{ grad} \mathcal{J}(\Phi)$$

(L'erreur absolue sur log (1+z) reste inférieure à 10^{-3} pour $z \leq 5.10^{-2}$. La précision est donc largement suffisante).

Compte tenu des approximations précédentes et de la double traversée du champ sonore par les rayons lumineux la relation (6,26) devient :

$$(6,35) \qquad \vec{\tau}_e = 2 A e(1-m) \begin{vmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{vmatrix} \vec{\text{grad}} \mathcal{J}(\Phi).$$

VI-2-2 Diaphragme

En dehors du voisinage immédiat d'une source ou d'un obstacle ou le potentiel Φ peut être également singulier, on peut donner de (6,35) la forme approchée correspondant à (6,18) dans laquelle $m \simeq 0$ $\varphi = 0$ soit :

$$(6,36) \qquad \vec{\tau}_e \simeq 2 A e \vec{\text{grad}} \mathcal{J}(\Phi)$$

Cette relation, et les fonctions de transfert des divers diaphragmes étudiées au chapitre II permettent de rattacher directement à Φ l'éclairement dans l'image strioscopique. On est ainsi à même de comparer à l'expérience d'une manière relativement simple, les solutions théoriques de l'équation des ondes.

a) diaphragme circulaire

Un diaphragme circulaire de rayon r tel que celui de la Fig.II-21 possède une caractéristique de transfert de la forme :

$$K(a) = \frac{E}{E_{max}}$$

α étant le déplacement du centre de l'image par rapport au centre du masque de rayon r.

Lorsque les déplacements sont petits :

$$K(a) \simeq \frac{2a}{\pi} \quad \text{avec} \quad a = \alpha/r$$

de ces relations on tire :

$$E = E_{max} \cdot \frac{2\alpha}{\pi r}$$

Le rayon émergent du champ en un point M_2 de P(e) fait avec Oz parallèle à l'axe du miroir de rayon R un angle β petit tel que :

$$\text{Sin}\,\beta \simeq \beta = \tau_e = 2\,A\,e \;\left|\text{grad}\;\mathcal{T}(\Phi)\right|$$

Le déplacement du centre de l'image de source sera donc dans le plan du diaphragme:

$$\alpha = R\ \text{tg}\,\beta = 2\,A\,e\ R\ \left|\text{grad}\;\mathcal{T}(\Phi)\right|$$

et d'après (6,37) et A défini par (6,33) :

$$(6,38) \qquad E = E_{max} \cdot \frac{4\,Ae}{\pi} \cdot \frac{R}{r} \cdot \left|\text{grad}\;\mathcal{T}(\Phi)\right|$$

L'éclairement image est proportionnel au module de grad $\mathcal{T}(\Phi)$, le fond étant noir en l'absence de perturbation.
La constante de proportionnalité se calcule à partir de la relation (6,33).

b) diaphragmes directionnels

Nous ne considèrerons ici que le cas de la fente source et du couteau opaque, organes à directionnalité variable qui sont les plus souvent utilisés.
Leur caractéristique de transfert (chapitre II - paragr. 3-1) fait apparaître dans le plan de striation, le produit scalaire du vecteur unitaire $\vec{u}$ perpendiculaire à l'arête du couteau par le déplacement $\vec{\alpha}$ du centre de l'image de la fente Fig.II-13.

Des calculs identiques à ceux qui ont été établis pour le diaphragme circulaire, conduisent à la relation :

$$\vec{\alpha} = R\,\vec{\tau}_e = 2\,Ae\,R\,\overrightarrow{\text{grad}}\;\mathcal{T}(\Phi)$$

Dans les conditions expérimentales du paragraphe II-3-1, l'éclairement d'un point de l'image strioscopique est :

$$E = \frac{E_{max}}{2}\left[1 + \frac{2}{a_o}(\vec{u} \cdot \vec{\alpha})\right]$$

a_o étant l'ouverture de la fente source et

$\frac{E_{max}}{2}$ l'éclairement de fond en l'absence de perturbation, lorsque le point de fonctionnement est choisi au milieu de la caractéristique de transfert.

De ces diverses relations on tire l'expression de l'éclairement :

$$(6,39) \qquad E = \frac{Em}{2}\left[1 + 4\,Ae\,\frac{R}{a_o}(\vec{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}\;\mathcal{T}(\Phi)\right]$$

Ce résultat montre l'intérêt du dispositif pour l'analyse des problèmes de réflexion et de diffraction lorsque l'onde incidente est une onde plane.

Le potentiel peut se mettre sous la forme d'une somme de deux termes (3) :

$$\Phi = \Phi_I + \Phi_d$$

Si Φ_I est le potentiel d'une onde plane, grad Φ_I est un vecteur d'orientation constante. $\vec{\Delta}$.

Alors, par une orientation judicieuse de $\vec{u} \perp \vec{\Delta}$ on peut ne conserver en visualisation que le terme correspondant au potentiel de l'onde réfléchie ou diffractée Φ_d.

VI-3 APPLICATIONS

VI-3-1 Ondes planes

L'exemple que nous allons illustrer ici est celui d'une onde guidée entre deux plans parallèles parfaitement réfléchissants . Soit y = 0, l'un de ces plans et θ l'angle de la direction de propagation de l'onde incidente avec la direction 0x, les potentiels de l'onde incidente et de l'onde réfléchie sont :

$$\psi_I = \psi_o \, e^{i\,[k(x\cos\theta + y\sin\theta) - \omega t]}$$

$$\psi_R = \psi_o \, e^{i\,[k(x\cos\theta - y\sin\theta) - \omega t]}$$

soit $\psi = \psi_I + \psi_R$ le potentiel qui vérifie les conditions aux limites $\frac{\partial \psi}{\partial y} = 0$ pour tous les plans :

$$y = \frac{\nu \lambda}{2 \sin\theta} \qquad \nu = 0,\ 1,\ 2\ \ldots\ldots$$

Pour tout point situé entre les plans $y = 0$ et $y = \frac{\nu\lambda}{2\sin\theta}$, on peut écrire :

(6,40)
$$\mathcal{T}(\psi) = \psi_o (\sin I + \sin R)$$
$$I = k\,(x\cos\theta + y\sin\theta) - \omega t$$
$$R = k\,(x\cos\theta - y\sin\theta) - \omega t$$

I et R désignent les phases respectives de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. La visualisation par fente-couteau demande le calcul de l'expression :

(6,41)
$$T = \vec{u}.\ \overrightarrow{\text{grad}}\ \mathcal{T}(\psi)$$
$$= \psi_o \left[\cos\alpha \left(\frac{\partial I}{\partial x}\cos I + \frac{\partial R}{\partial x}\cos R\right) + \sin\alpha \left(\frac{\partial I}{\partial y}\cos I + \frac{\partial R}{\partial y}\cos R\right)\right]$$

α étant l'angle $(\vec{u}, \vec{0x})$.

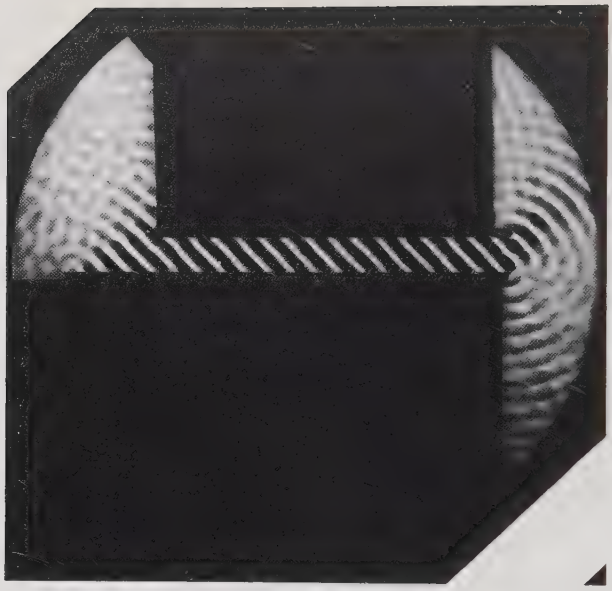


fig.VI.1 Onde guidee $\nu = 3$, $\theta = -\frac{\pi}{4}$, $\alpha = \frac{\pi}{4}$

fig.VI.2 Onde guidee $\nu = 3$, $\theta = -\frac{\pi}{4}$, $\alpha = \frac{3\pi}{4}$

Au seul point de vue topographique, et avec les réglages décrits au chapitre II, par.3, la relation (6,39) montre que si :

$$T > 0 \longrightarrow \text{région blanche}$$

$$< 0 \longrightarrow \text{région noire}$$

Tous les points T = 0 apparaîtront avec l'éclairement de fond ou seront situés sur les courbes de transition noir $\longrightarrow$ blanc ou blanc$\longrightarrow$noir.

Compte tenu de (6,40) on peut écrire les deux formes :

$$(6,42) \qquad T = k\ \psi_o\ [\cos\alpha.\cos\theta\ (\cos I + \cos R) + \sin\alpha\ .\ \sin\theta\ (\cos I - \cos R)]$$

$$(6,43) \qquad = k\ \psi_o\ [\cos I\ .\ \cos(\alpha-\theta)\ + \cos R\ .\ \cos(\alpha+\theta)]$$

Ces deux expressions permettent de mettre en évidence les quatre types d'images principaux.

a/ - $\alpha = (2m+1)\ \frac{\pi}{2} + \theta$

Le premier terme du facteur de (6,43) est nul. Il reste :

$$T = (-1)^{m+1}\ .\ k\ \psi_o \sin 2\theta.\ \cos R$$

$\vec{u}$ étant perpendiculaire à $\overrightarrow{\text{grad}}\ \mathcal{T}(\psi_I)$, seule l'onde réfléchie est visualisée. Le contraste est maximal lorsque $\sin 2\theta = 1$, c'est le cas de la Fig.(VI-1) ou $\theta = \frac{\pi}{4}$, $\nu = 3$

b/ - $\alpha = (2m+1)\ \frac{\pi}{2} - \theta$

Le deuxième terme du facteur de (6,43) est nul, il reste :

$$T = (-1)^m\ k\ \psi_o \sin 2\theta\ \cos I$$

L'onde incidente est seule visualisée : Fig. (VI-2).

c/ - $\alpha = m\pi$: La normale à l'arête est parallèle à 0x.

Seul le premier facteur de (6,42) n'est pas nul.

$$T = (-1)^m\ k\ \psi_o \cos\theta\ [\cos I + \cos R]$$

$$(6,44) \qquad = (-1)^m\ 2\ k\ \psi_o \cos\theta\ .\ \cos\frac{I+R}{2}\ .\ \cos\frac{I-R}{2}$$

$$= (-1)^m\ 2k\ \psi_o \cos\theta\ .\ \cos(k\,y\sin\theta).\ \cos(k\,x\cos\theta - \omega t)$$

Les courbes de transition noir $\longleftrightarrow$ blanc sont constituées par les deux familles de de droites :

$$y = (2q-1)\ \frac{\lambda t}{4} \quad , \qquad \lambda t = \frac{\lambda}{\sin\theta} \qquad 1 \leqslant q \leqslant \nu$$

$$x = p\ \frac{\lambda g}{2} + x_o \quad , \qquad \lambda g = \frac{\lambda}{\cos\theta}$$

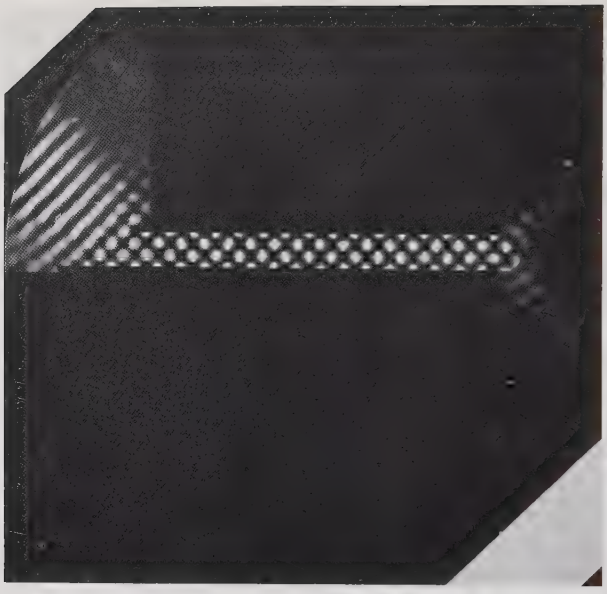


fig.VI.3 Onde guidée $\nu = 3$, $\theta = -\frac{\pi}{4}$, $\alpha = 0$

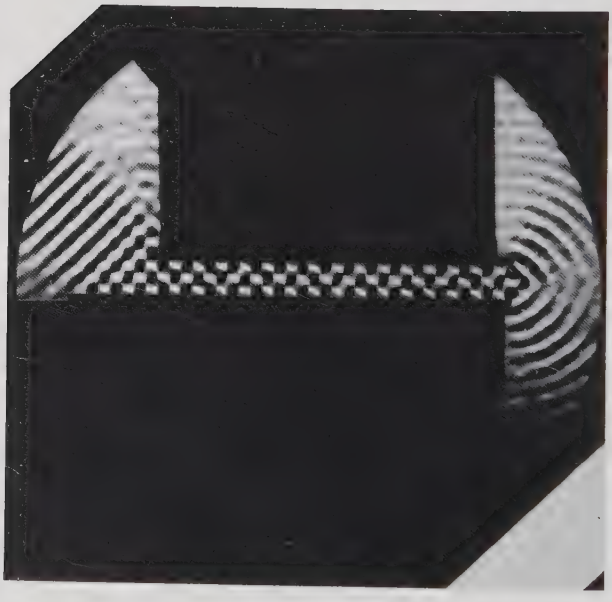


fig.VI.4 Onde guidée $\nu = 3$, $\theta = -\frac{\pi}{4}$, $\alpha = \frac{\pi}{2}$

x_o étant une constante arbitraire dont la valeur est déterminée par la phase stroboscopique à l'origine. On obtient l'image de la Fig. VI,3 faite de rectangles alternativement noirs et blancs dans les deux directions avec seulement des demi-rectangles le long des droites $y = 0$ et $y = \frac{v\lambda t}{2}$

d/ - $\alpha = (2m + 1)\ \frac{\pi}{2}$

Un calcul identique au précédent montre que les courbes $T = 0$ sont les droites :

$$y = q\,\frac{\lambda t}{2} \qquad 0 \leq q \leq v$$

$$x = p\,\frac{\lambda g}{2} + x_o$$

Contrairement au cas précédent, tous les rectangles ont mêmes dimensions et les droites $y = 0$ et $y = \frac{v\lambda t}{2}$ correspondant aux plans extrêmes du guide sont également des lignes de transition $T = 0$ Fig.VI-4.

Si l'on augmente lentement le retard stroboscopique l'ensemble de l'image évolue lentement en translation dans le sens 0x. Toutefois, le caractère de stationnarité transversale ne peut être mis en évidence en éclairage continu, dans les conditions expérimentales $a = a_o/2$.

En effet, l'oeil, la photographie, ou le tube de prises de vue sont des dispositifs intégrateurs qui ne fournissent que la valeur moyenne de l'éclairement d'un point. Or, il est manifeste que la valeur moyenne de (6,44) prise sur une période est nulle.

Une image telle que la photographie (Fig.21) de F.Canac (4) ne peut donc pas être obtenue dans les conditions de linéarité. Seul un point de fonctionnement placé sur la caractéristique de transfert, de telle sorte que l'onde soit écrêtée de façon dissymétrique peut amener à une valeur moyenne non nulle de T donc de E.

Une image telle que celle qui vient d'être citée peut être obtenue par exemple avec $a = o$. L'ensemble se comporte alors comme un redresseur à une alternance et l'image obtenue est décrite par :

$$T^+ = 2k\ \psi_o \cos\theta . \cos(ky \sin\theta) .\ \frac{1}{\tau} \int_o^{\tau/2} \cos\omega t . dt, \qquad \tau = \frac{2\pi}{\omega}$$

$$= \frac{2}{\pi}\ k\ \psi_o \cos\theta . \cos(ky \sin\theta)$$

pour toutes les valeurs de y et de θ telle que cette expression soit positive[pour toutes les autres valeurs de y, l'éclairement est nul].

VI-3-2 Diffraction

Considérons les deux problèmes de la diffraction d'une onde plane par une fente et par une bande, problèmes complémentaires au sens du principe de Babinet. Les solutions sont les ondes du cylindre elliptique dont les coordonnées sont définies par le

changement de variables.

$$x = \frac{a}{2} \operatorname{ch}\mu \cdot \cos\varphi \qquad 0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$$

(6,45)

$$y = \frac{a}{2} \operatorname{sh}\mu \cdot \sin\varphi \qquad 0 \leqslant \mu \leqslant \infty$$

$$z = z$$

La fente de largeur a est définie par les deux demi-plans infinis $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$, tandis que la bande mince de largeur a est définie par $\mu = 0$.
Pour chacun des deux cas les conditions aux limites seront des conditions de Neumann :

(6,46)

$$\left[\frac{\partial \psi_i}{\partial \mu} + \frac{\partial \psi_d}{\partial \mu}\right]_{\mu=0} = 0 \qquad \text{pour la bande}$$

$$\left[\frac{\partial \psi_i}{\partial \mu} + \frac{\partial \psi_d}{\partial \mu}\right]_{\varphi = \substack{0 \\ \pi}} = 0 \qquad \text{pour la fente}$$

Les solutions à variables séparées font intervenir les fonctions de Mathieu angulaires (Se : paires, So : impaires) et radiales (He , Ho) pour lesquelles nous utiliserons les notations de Morse et Feshbach (5).

Leurs développements en ondes cylindriques, que nous utiliserons par la suite, sont rappelés dans les formules qui suivent avec les notations de G. Dumery (3).

(6,47)

$$Se_{2m}(h,\varphi).He_{2m}(h,\mu) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-m} B^{e}_{2n}(h,2m) H_{2n}(kr).\cos 2n\varphi$$

$$Se_{2m}(h,\varphi).He_{2m+1}(h,\mu) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-m} B^{e}_{2n+1}(h,2m+1) H_{2n+1}(kr)\cos(2n+1$$

$$So_{2m}(h,\varphi) Ho_{2m}(h,\mu) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-m} B^{o}_{2n}(h,2m) H_{2n}(kr)\sin 2n\varphi$$

$$So_{2m+1}(h,\varphi) Ho_{2m+1}(h,\mu) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-m} B^{o}_{2n+1}(h,2m+1) H_{2n+1}(kr)\sin(2n+1)\varphi$$

$$h = \frac{ka}{2} = \frac{\pi a}{\lambda}$$

L'application du principe de Babinet permet de ne calculer ψ d que pour un seul des cas, celui de la bande par exemple, l'amplitude de l'onde incidente étant prise pour unité :

Conditions de Dirichlet :

$$\overset{(1)}{\psi}_d = i\sqrt{8\pi} \sum_{m=0}^{\infty} i^m \left\{ \frac{Se_m(h,\theta)}{M^e_m(h)} \cdot e^{-i\delta^e_m} \sin \delta^e_m \right\}$$

(6,48) $$\cdot Se_m(h,\varphi) \cdot He_m(h,\mu)$$

Conditions de Neumann :

$$\overset{(2)}{\psi}_d = i\sqrt{8\pi} \sum_{m=1}^{\infty} i^m \left\{ \frac{So_m(h,\theta)}{M^o_m(h)} \cdot e^{-i\delta^o_m} \sin \delta^o_m \right\}$$

(6,49) $$\cdot So_m(h,\varphi) \cdot Ho_m(h,\mu)$$

θ définissant l'angle d'incidence de l'onde plane avec l'axe 0x qui coïncide avec le grand axe de l'ellipse $\mu = 0$.

$$M^e_m(h) = \int_0^{2\pi} (Se_m)^2 \, d\varphi \quad , \quad M^o_m = \int_0^{2\pi} (So_m)^2 \cdot d\varphi$$

$$Je_m = C^e_m \sin \delta^e_m \quad , \quad Ne_m = -C^e_m \cos \delta^e_m$$

$$\frac{d}{d\mu} Jo_m = -C^o_m \sin \delta^o_m \quad , \quad \frac{d}{d\mu} No_m = C^o_m \cos \delta^o_m$$

L'onde diffractée par la fente dans le demi espace $0 < \varphi < \pi$ est donc $-\overset{(1)}{\psi}_d$ d'après le principe de Babinet, correspondant à des conditions limites de type Neumann pour les demis-plans $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$.

Sous incidence normale, $\theta = \frac{\pi}{2}$, les relations (6,48) et (6,49) se simplifient et prennent la forme suivante, compte tenu de (6,47).

$$(6,50) \quad -\overset{(1)}{\psi}_d = i\sqrt{8\pi} \sum_{m=0}^{\infty} i^{2m} \left\{ \frac{Se_{2m}(h,\frac{\pi}{2})}{M^e_{2m}(h)} \cdot e^{-i\delta^e_{2m}} \sin \delta^e_{2m} \right\}$$

$$\cdot \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-m} B^e_{2n}(h,2m) H_{2n}(kr) \cos 2n\varphi$$

$$(6,51) \quad + \psi_d^{(2)} = -i\sqrt{8\pi} \sum_{m=0}^{\infty} i^{(2m+1)} \left\{ \frac{So_{2m+1}(h,\frac{\pi}{2})}{M^o_{2m+1}(h)} . e^{-i\delta^o_{2m+1}} . \sin \delta^o_{2m+1} \right\}$$

$$. (\frac{\pi}{2})^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-m} B^o_{2n+1}(h, 2m+1) H_{2n+1}(kr) \sin(2n+1)\varphi$$

Pour $h = \frac{ka}{2}$ petit on peut ne conserver que le premier terme de chaque série. En utilisant les développements des divers coefficients en séries de puissance de h, limités aux premiers termes, il vient :

$$(6,52) \quad - \psi_d^{(1)} \simeq i \frac{\pi}{2Log 4/\gamma h} . H_o(kr) \qquad (\gamma = 1,7811)$$

$$(6,53) \quad \psi_d^{(2)} \sim - \frac{\pi h^2}{4} H_1(kr) . \sin\varphi$$

VI-3-3 A/ Fente

Le potentiel ψ_d de l'onde diffractée dans le demi espace $0 < \varphi < \pi$ satisfaisant à l'équation de Dalembert est donc d'après (6,52) :

$$(6,54) \quad \psi_d = \frac{i\pi}{2Log 4/\gamma h} . H_o(kr) e^{-i\omega t}$$

Pour des valeurs $kr \gg \frac{ka}{2}$, c'est-à-dire loin de la fente, $H_o(kr)$ peut être remplacée par sa forme asymptotique

$$H_o(kr) \underset{r \to \infty}{\longrightarrow} \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} . e^{i(kr - \frac{\pi}{4})}$$

Alors les composantes de $\overrightarrow{grad}\, \mathcal{J}(\psi)$ sont :

$$(6,55) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial r} \mathcal{J}(\psi d) = - \frac{k}{Log 4/\gamma h} . \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} . \sin[kr - (\omega t + \frac{\pi}{4})] \\ \qquad\qquad - \frac{k}{2Log 4/\gamma h} . (kr)^{-3/2} \cos[kr - (\omega t + \frac{\pi}{4})] \\ \frac{1}{r} . \frac{\partial}{\partial \varphi} \mathcal{J}(\psi_d) = 0 \end{array} \right.$$

Négliger le deuxième terme en $(kr)^{-3/2}$ lorsque kr est suffisamment grand, dans le développement de $\frac{\partial}{\partial r}\,\mathcal{T}(\psi_d)$ revient à faire l'approximation de l'optique géométrique : comme le potentiel de l'onde diffractée est sous la forme :

$$\psi_d = A(r,\varphi)\,.\,e^{i\Omega(r,\varphi,t)}$$

$$\overrightarrow{\text{grad}}\,\psi_d = (\overrightarrow{\text{grad}}\,A + i\,A\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Omega)\,.\,e^{i\Omega}$$

Loin des sources ou des obstacles, A varie peu le long d'un trajet de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde et l'on peut faire l'approximation :

$$(6,56) \qquad \overrightarrow{\text{grad}}\,\psi_d \simeq i\,A\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Omega\,.e^{i\Omega}$$

Soit α l'angle de la normale $\vec{u}$ au couteau avec l'axe $\vec{0x}$, l'éclairement d'un point image de coordonnées (r, φ) est décrit par la quantité :

$$(6,57) \quad T = \vec{u}.\overrightarrow{\text{grad}}\,\mathcal{T}(\psi_d) = B\cos(\alpha-\varphi).\sin\left[kr - (\omega t + \tfrac{\pi}{4})\right]$$

$$B = -\sqrt{\frac{\pi}{2kr}}\cdot\frac{k}{\text{Log}\,4/\gamma h}$$

Les courbes T = 0 sont d'une part les cercles de rayon :

$$r = (2n+1)\,\frac{\lambda}{4} + r_o \qquad (n = 0, 1, 2.....)$$

(r_o constante arbitraire fixée par la phase stroboscopique et d'autre part la droite :

$$\varphi = \alpha \pm \frac{\pi}{2}$$

Les figures VI,5 ($\alpha = 0$) et VI,6 ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) correspondantes tout en vérifiant les symétries essentielles du problème, appellent cependant quelques commentaires.

Tout d'abord, si le comportement asymptotique de $H_o(kr)$ est facilement vérifié pour $kr \to \infty$ ainsi que l'approximation de l'optique géométrique telle que (6,56), la condition $h = \frac{ka}{2} \ll 1$ ne peut être obtenue expérimentalement.

En effet, la deuxième des relations (6,57) montre que l'amplitude de l'onde diffractée décroît rapidement avec h. Si l'on veut diminuer la largeur de la fente, et conserver une amplitude suffisante à l'onde diffractée, on doit augmenter considérablement l'amplitude de l'onde incidente. On sort alors du domaine de l'acoustique linéaire; les conditions expérimentales des figures VI,5 et VI,6 réalisent un compromis avec $h \simeq 0,8$ pour une amplitude de l'onde incidente correspondant à un niveau de pression sonore de 160 db SPL à la distance caractéristique de la source (Chap. IV, paragr. VI-1-1-4).

Les courbes de transition noir blanc T^+ et blanc noir T^- ne sont plus des cercles concentriques et l'intervalle qui sépare une courbe T^+ d'une courbe T^- consécutive n'est plus $\frac{\lambda}{2}$ sauf au voisinage de $\varphi = 0$ ou π.

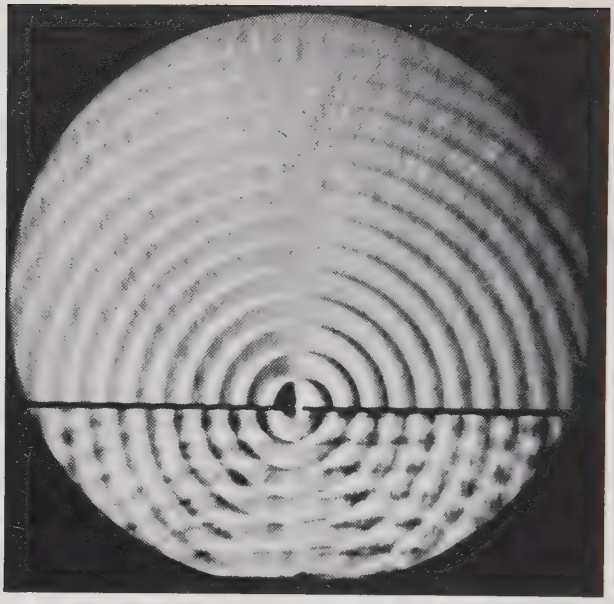


fig.VI.5 $\alpha = 0$

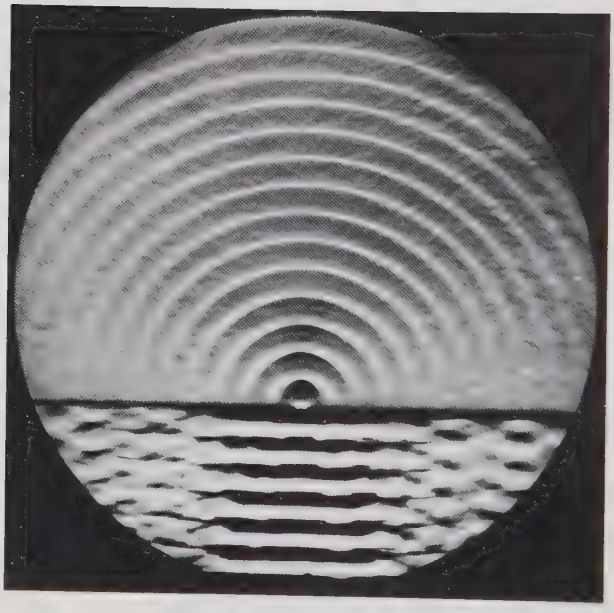


fig.VI.6 $\alpha = \frac{\pi}{2}$

Enfin, contrairement aux hypothèses de départ des calculs, les sources produisant l'onde plane ne se trouvent pas à la distance $\mu = \infty$ dans la direction $\varphi = -\frac{\pi}{2}$.

Principalement dans le cas de la fente étroite, où la quasi totalité de l'énergie est réfléchie vers la source, l'onde diffractée et l'onde réfléchie dans la direction $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ apportent des perturbations non négligeables dans le fonctionnement de la source.

Si l'aspect général de la diffraction est peu modifié dans le demi-espace $0 \leqslant \varphi \leqslant \pi$, l'amplitude et la phase de l'onde diffractée dans cette région subissent d'importantes modifications lorsque varie la distance de la source au plan de la fente.

Lorsque la source est peu éloignée, on peut arriver pour une distance convenable à l'arrêt total de la boucle d'auto-oscillation.

B/ - Bande mince

Des calculs identiques au x précédents permettent d'établir à partir de (6,53), l'expression :

$$(6,58)\quad \begin{cases} T = \vec{v}.\overrightarrow{\text{grad}}\ (\psi_d) = B.\cos(\alpha - \varphi).\sin\varphi .\sin\left[kr - (\omega t + \frac{3\pi}{4})\right] \\ B = k h^2 \sqrt{\frac{\pi}{8kr}} \end{cases}$$

les lignes $T = 0$ sont alors constituées par :

1/ - les cercles concentriques de rayon :

$$r = \frac{\lambda}{2} + r_o \qquad (n = 1, 2....)$$

2/ - les demi-droites :

$$\varphi_1 = 0$$

$$\varphi_2 = \pi$$

3/ - la droite : $\varphi_3 = \alpha \pm \frac{\pi}{2}$

les deux premières familles de courbes représentent les lignes équiphases et les symétries du problème et sont donc indépendantes de l'orientation du diaphragme.

Si l'on veut ne visualiser que l'onde diffractée on doit faire $\alpha=0$ ou donnant à φ_3 la solution particulière $\pm \frac{\pi}{2}$ les figures VI,7 ($\alpha = 0$) et VI,8 ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) montrent les images correspondantes.

Les remarques concernant l'approximation $h \ll 1$ et la non-linéarité des ondes sont les mêmes que pour la fente. Cependant, à l'opposé du cas précédent, l'énergie diffractée étant faible et en l'absence d'onde réfléchie, la perturbation apportée à la source par la présence d'un obstacle aussi petit, reste négligeable.

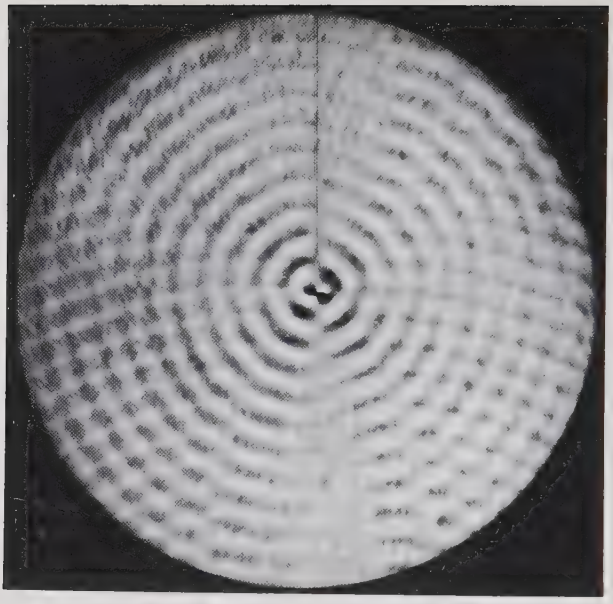


fig.VI.7 $\alpha = 0$

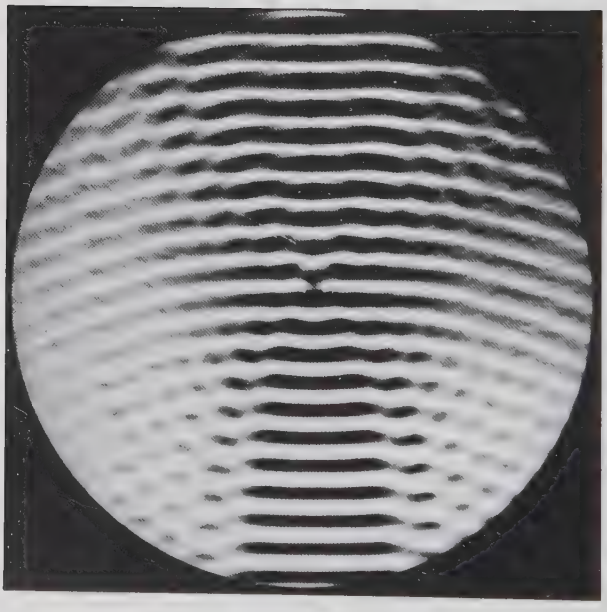


fig.VI.8 $\alpha = \frac{\pi}{2}$

La qualité de l'image VI,7 est cependant moins bonne que celle de la figure VI,5 correspondante car, dans ce cas, l'onde incidente est partout présente comme elle n'est pas rigoureusement plane son extinction totale dans tout le champ ne peut être parfaitement obtenue.

VI-3-3 Acoustique non-linéaire

Toutes les images observées dans l'air, montrent que lorsqu'on s'éloigne de la source, l'onde rayonnée cesse d'être sinusoïdale quelle que soit l'amplitude de la source et bien que le mouvement de la face rayonnante soit exempt d'harmoniques en accord avec la grande sélectivité des résonateurs utilisés. Si les études théoriques sont nombreuses (6), (7), (8), (9), tous les travaux expérimentaux (10), (11), (12), (13), sont consacrés à l'étude des milieux liquides, à l'exception des seules mesures de distorsion harmonique de Thuras, Jenkins et O'Neil (14).

Les méthodes de mesures utilisées par tous les auteurs cités sont directement issues de la théorique physique de Raman et Nath et utilisent l'onde sonore comme réseau. La répartition des intensités lumineuses dans les divers ordres de diffraction permet de remontrer par le calcul, à la forme de l'onde sonore. Adaptées à l'étude des liquides, ces méthodes ne conviennent pas à l'étude des gaz dans lesquels la forme d'onde varie trop rapidement pour pouvoir être valablement utilisée comme un réseau localement uniforme.

Par contre, l'observation de sources puissantes "stroboscopables" avec des diaphragmes linéaires semble être le point de départ convenable à des études en champ libre dans l'air de sources réelles et des problèmes de réflexion et de diffraction d'ondes non sinusoïdales.

La figure VI-9 montre le rayonnement d'un cylindre vibrant à 15,25 KHz et les formes d'onde du gradient de pression sur l'axe du cylindre. Les diaphragmes utilisés sont le couteau opaque orienté perpendiculairement à l'axe et la fente source rectangulaire suffisamment ouverte pour n'amener aucun écrêtage du signal.

Les signaux photographiés sur oscilloscope sont issus d'une ligne prise au centre de l'image, parallèle à l'axe du cylindre et balayée dans le sens de propagation.

On remarque la forme caractéristique du gradient de l'onde déformée en dent de scie dont les maxima se propagent à une vitesse $C_M > C_o$ et les minima à $C_m < C_o$, Fig.VI-10.

Les signaux recueillis constituent une illustration directe de la méthode des caractéristiques du plan (x,t).
En effet, la phase stroboscopique réglable permet la visualisation d'une tranche à t=cste des familles de caractéristiques et leur reconstitution par points successifs par la simple observation de la position de points particuliers tels que les points A, B, C et leurs homologues A', B' et C' dans le signal vidéo (Fig.VI,10).

Un élément de comparaison peut être facilement établi à partir des solutions paramétriques de D.T. Blackstock (9) pour le cas des ondes planes d'amplitude finie dans un milieu non dissipatif.
Les notations suivantes seront utilisées :

$\tau = \omega t$: temps réduit

$Z = \frac{x}{\lambda}$: distance réduite à la source (Euler)

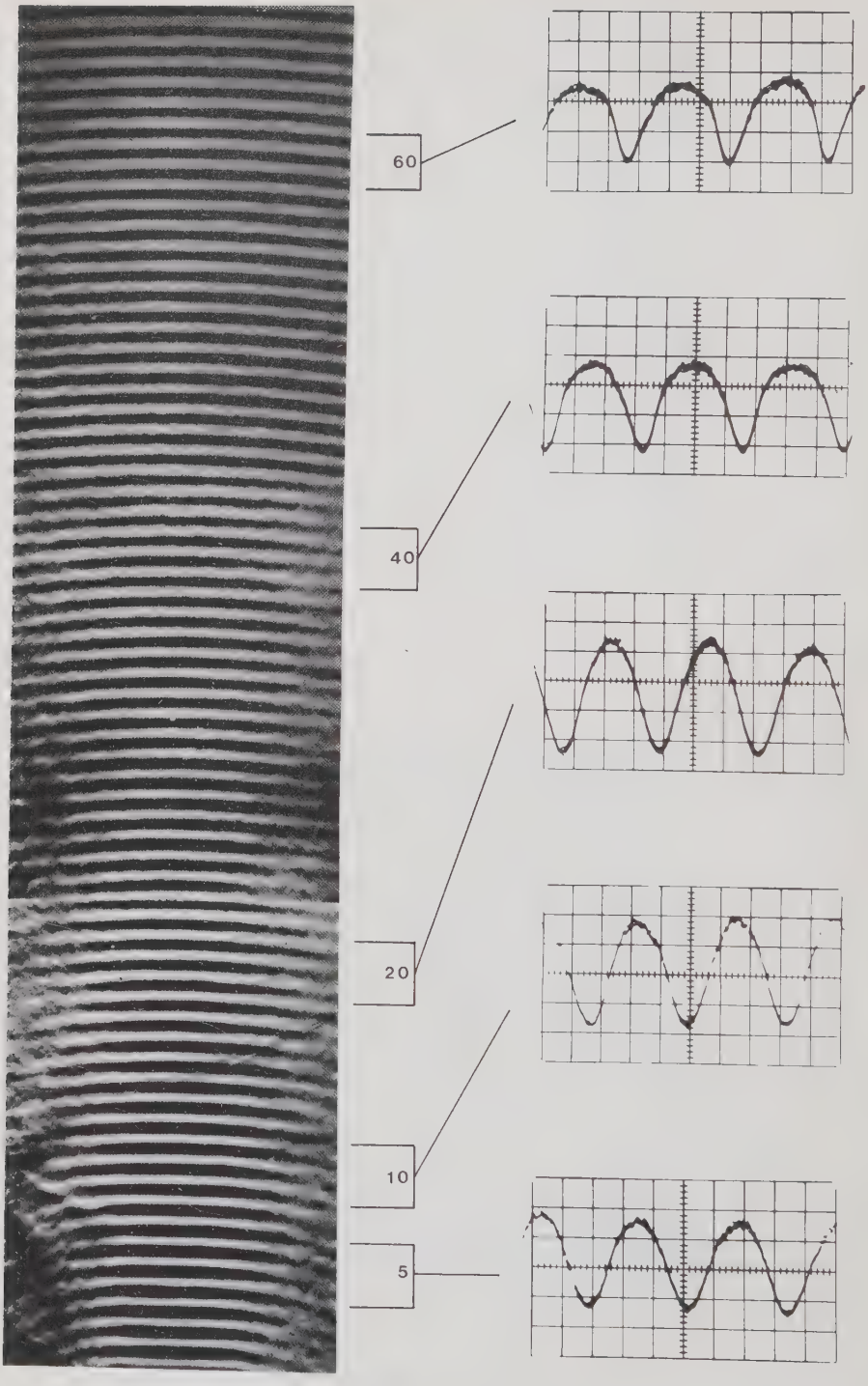


fig.VI.9

$b = \frac{a}{\lambda}$: distance réduite à la source (Lagrange)

u = vitesse matérielle d'une particule

$\epsilon = \frac{U_{max}}{C_o}$: amplitude réduite de la vitesse (nombre de Mac acoustique).

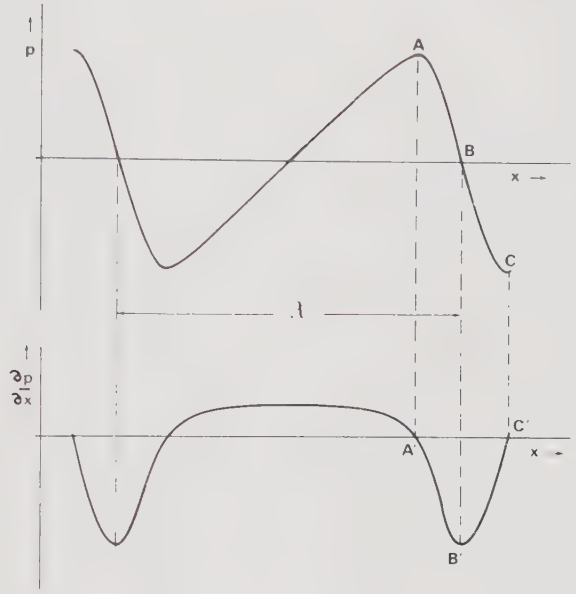


fig.VI.10

L'air étant considéré comme un gaz parfait, et les transformations étant adiabatiques, les caractéristiques du plan (x,t) ont alors pour équations :

$$(6,59) \qquad \left(\frac{dx}{dt}\right)_{u=cste} = C_o \left[1 + \frac{\gamma+1}{2} \frac{u}{C_o}\right]$$

et leurs homologues dans le plan (a, t) de la description lagrangienne :

$$(6,60) \qquad \left(\frac{da}{dt}\right)_{u=cste} = C_o \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{u}{C_o}\right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}$$

La figure VI,11 représente les droites (6,59) correspondant à un mouvement sinusoïdal du piston.

Les formes paramétriques de (6,59) deviennent :

$$(6,61) \qquad C_o(t-\varphi)\left[1 + \frac{\gamma+1}{2} \frac{u(\varphi)}{C_o}\right] = x - x(\varphi)$$

lorsque l'amplitude $x(\varphi)$ du mouvement du piston est très petite devant la longueur d'onde, donc pour ϵ petit, on peut négliger le déplacement fini du piston et donc confondre les descriptions eulérienne et lagrangienne (6,59) et (6,60) dont les premiers termes du développement en puissance de $\frac{u}{c_o}$ sont identiques.

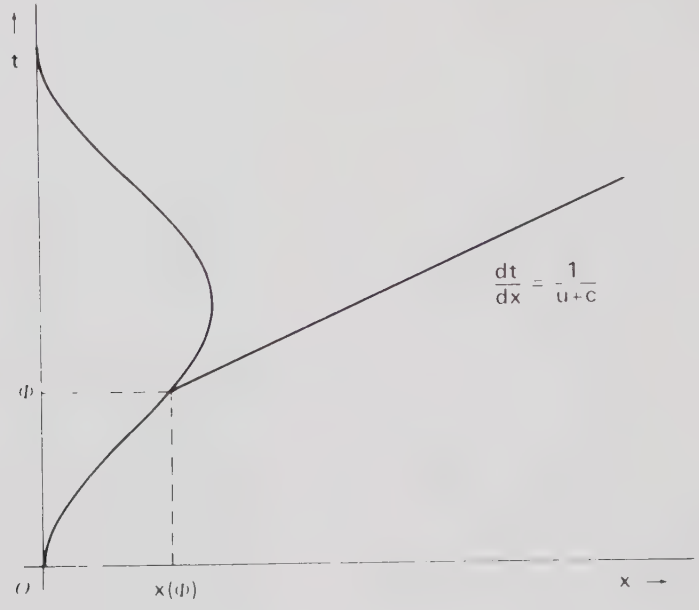


Fig.VI.11

En utilisant les variables sans dimensions précédemment définies, les équations des caractéristiques liées aux points A, B et C de la Fig.VI-10, prennent les formes :

$$(\tau - \varphi_A)\left[1 + \frac{\gamma+1}{2}\,.\,\epsilon\right] = 2\pi Z_A$$

(6,62) $$(\tau - \varphi_B) = 2\pi Z_B$$

$$(\tau - \varphi_C)\left[1 - \frac{\gamma+1}{2}\,.\,\epsilon\right] = 2\pi Z_C$$

On peut prendre arbitrairement $\varphi_B = 0$ comme phase à l'origine et substituer à τ sa valeur en fonction de Z_B dans la première et la dernière des équations (6,62).

Les valeurs correspondantes des paramètres sont alors :

$\varphi_A = +\frac{\pi}{2}$, $\varphi_C = -\frac{\pi}{2}$ correspondant à un mouvement du piston de la forme $u(0,t) = U_{max} \sin \omega t$.

Par différence il vient :

(6,63) $$Z_C - Z_A = \frac{1}{2} - (\gamma+1)\,\epsilon\, Z_B \qquad 0 \leqslant Z_B \leqslant L_C$$

$$L_C = \frac{l_c}{\lambda} = \frac{1}{\pi(\gamma+1)\epsilon} \quad : \text{distance réduite à laquelle se forme une onde de choc } \frac{u}{x} \to \infty$$

Lorsqu'on restaure ses dimensions à (6,63), la distance AC, séparant un maximum d'un minimum s'écarte de la demi-longueur d'onde d'une quantité décrite par :

$$(6,64) \qquad \Delta x = \frac{\lambda}{2} - (\gamma+1).\epsilon.x \qquad 0 \leqslant x \leqslant l_c$$

Le procédé de visualisation utilisé rend la mesure de Δx directement accessible sur oscilloscope.
La Figure VI-12 montre les valeurs expérimentales de $\frac{\Delta x}{\lambda}$ en fonction de la distance à la source exprimée en longueurs d'ondes sur l'axe d'un cylindre vibrant à 15,25 kHz avec une surpression sonore de 154 db SPL correspondant à $\epsilon = 10^{-2}$. A titre de comparaison est également représentée la droite d'équation (6,63), correspondant au cas de l'onde plane en milieu non dissipatif :

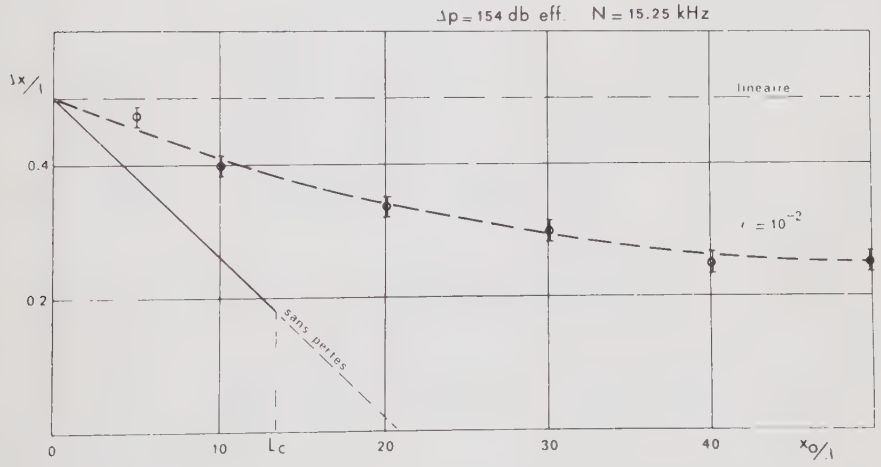


fig.VI.12

Le bruit de fond important dû aux défauts de surface du miroir et au bruit propre du système de télévision rend les mesures assez peu précises.

Bien que la divergence du faisceau sonore écarte notablement les résultats expérimentaux des valeurs théoriques établies en ondes planes, la Fig.VI-12, montre clairement l'évolution de l'onde vers une forme stable à partir d'une distance à la source $Z > 3\,L_C$ comme l'avaient prévu les travaux théoriques de R.D. Fay (17) et Z.A. Goldberg (8) qui tiennent compte de l'absorption dans le milieu.

La comparaison de l'expérience avec les solutions explicites données par ces auteurs reste malheureusement difficile. En effet, si leur présentation sous forme de séries de Fourrier est évidemment bien adaptée à l'analyse harmonique, la recherche numérique des zéros de leur dérivée première est rendue difficile par leur trop lente convergence à l'intérieur d'un rayon jugé d'ailleurs peu satisfaisant par ces mêmes auteurs.

Une confrontation plus poussée dans cette voie, ne pourra valablement commencer qu'avec la réalisation d'émetteurs dont le rayonnement s'approchera mieux de l'onde plane dans un domaine suffisamment étendu.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VI

(1) L. LANDAU et F. LIFSCHITZ
Théories du Champ. 2ème éd. (trad.française)
Ed.Mir Moscou (1966); p.171

(2) R.LUCAS et P.BIQUARD
Propriétés des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores.
J.de Phys. 10 (1932) p.464.

(3) G. DUMERY
Contribution à l'étude des réseaux d'objets diffringents
Thèse - Marseille (1967).

(4) F. CANAC
Propagation, Interférence, Réflexions, Absorption, Diffusion des ondes sonores et ultrasonores visualisées par la méthode des stries.
Acustica. Vol.4 (1964) n°2 p.328.

(5) PH.MORSE et H.FESHBACH
Methods of theorical physics
Mc Graw Hill (1953) Vol.II p.1428.

(6) FUBINI-GHIRON
Alta Frequenza (1935) Vol. 4 p.530

(7) R.D. FAY
Plane sound waves of finite amplitude J.A.S.A. (1931) Vol.3 p.222.

(8) Z.A. GOLDBERG
Second approximation acoustic equations and the propagation of plan waves of finite amplitude
Sov.Phys.Acoust. (1957) Vol.2 p.346.

(9) D.T. BLACKSTOCK
Propagation of plane sound waves of finite amplitude in non dissipative fluids.
J.A.S.A. (1962) Vol. 34 p. 9-30.

(10) K.L. ZANKEL et E.A. HIEDEMANN
Diffraction of light by ultrasonic waves progressing with but moderate amplitude in liquids.
J.A.S.A. (1959) Vol.31 p.44.

(11) B.D. COOK
Determination of finite amplitude distorsion by light diffraction
J.A.S.A. (1960) Vol.32 p.336.

(12) B.D. COOK
Determination of ultrasonic waveforms by optical methods.
IEE.Trans.on sonics and ultrasonics
(1964) - nov. p.89

(13) L.ADLER et E.A. HIEDEMANN
Determination of the non linearity parameter B/A for water and m-Xylène
J.A.S.A. (1962) Vol.34 p.410.

(14) A.L. THURAS, R.T. JENKINS et H.T.O'NEIL
J.A.S.A. (1935) Vol.6 p.173.

CHAPITRE VII

CONCLUSION

Après avoir résumé les principaux résultats acquis au cours de ce travail, et rassemblé ainsi, l'essentiel de notre contribution, nous indiquerons les améliorations qui peuvent être apportées au plan expérimental et les extensions possibles de ces méthodes optiques d'investigation des champs d'ondes sonores et ultrasonores.

VII-1 RESULTATS

Le montage à miroir et diaphragmes, avec double traversée du champ sonore par le faisceau lumineux semble particulièrement bien adapté à l'étude en milieu gazeux, tant par sa sensibilité que par l'étendue du champ observable. Les études théoriques et expérimentales du chapitre II nous ont permis de définir de façon précise le rôle des différents types de couples source-diaphragme les plus utilisés.

Les concepts de caractéristiques de transfert déviation-éclairement et de directionnalité que nous avons été amenés à définir et à utiliser semblent à notre avis, un aspect positif de notre contribution à plusieurs points de vue.

Alors que ces méthodes de visualisation étaient plus ou moins tombées en désuétude à cause de leurs difficultés dans l'interprétation des images, on remarquera en premier lieu que des organes de conversion aussi simples que ceux du type produit scalaire ou module, donnent des images facilement interprétables et dont l'essentiel peut être aisément confronté aux solutions théoriques correspondantes.

Nous avons pu ainsi montrer que loin d'être une source de difficultés l'unidirectionnalité de certains organes à transfert linéaire (fente-couteau en particulier) à condition d'être continuement variable, présentait par son pouvoir de sélection, un indéniable intérêt dans l'étude de tous les problèmes de réflexion et diffraction d'ondes planes.

La généralisation du dernier paragraphe du chapitre II montre que le choix d'un mode de formation d'image n'est pas limité aux seuls organes discontinus et que, contrairement à une opinion assez généralement répandue, les résultats s'appliquent aussi valablement aux sources lumineuses d'étendue finie compatible avec les conditions de Gauss pour le miroir utilisé.

En précisant le rôle des divers paramètres du montage nous avons pu en réduire le nombre, déterminer leurs influences réciproques et enfin aboutir à une technologie de construction satisfaisante tant par sa fiabilité que par sa simplicité d'exploitation.

D'autre part, outre l'interprétation de la carte du champ sonore, la recherche des modes de formation de l'image a montré que la méthode utilisée était susceptible d'extensions vers le domaine quantitatif. Nous pensons que l'analyse de l'image par un circuit fermé de télévision est un procédé particulièrement bien adapté au traitement simultané des deux informations contenues dans l'image strioscopique. Bien que la géométrie des documents photographiques reste supérieure à celle des images télévisées lorsqu'on veut conserver un document permanent, ces dernières permettent de suivre continuement l'évolution des paramètres du champ sonore, tant au point de vue géométrique qu'à celui des formes d'ondes, en particulier dans le domaine de l'acoustique non linéaire.

Leur conservation sous forme d'enregistrements magnétiques est toutefois possible bien qu'il en résulte une inévitable perte de définition.

Ayant pris comme base de départ des matériels du commerce en matière de télévision, les résultats que nous avons pu présenter restent à notre avis, d'une qualité insuffisante; ils ne doivent être considérés que comme un début dans une voie d'investigations pour laquelle, par nos expériences, tant heureuses que maheureuses, nous pouvons déjà envisager un certain nombre d'améliorations et d'extensions.

Nous avons été amenés à poser et tenter de résoudre dans les conditions de notre expérience, les équations des trajectoires lumineuses à la traversée d'un milieu rendu faiblement inhomogène par le champ sonore.

Les solutions approchées, confirmées par l'expérience (et que nous croyons originales) ont été établies à partir du théorème de Fermat dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique. Elles constituent une généralisation de nos premiers essais en ce domaine (1), (2), et bien que le terme de"diffraction de la lumière par les ultrasons" soit consacré par l'usage, les bases mêmes de leur établissement font que le vocable de "réfraction" nous semble mieux convenir lorsque s'applique le formalisme des rayons.

A ce point de vue, nos résultats, bien qu'établis indépendamment et par une méthode différente, peuvent être rapprochés des travaux très récemment publiés par E.S.Eby (3) et la concordance des conclusions, dont les applications restent toutefois assez éloignées, semble confirmer la validité de nos hypothèses.

Nous rappellerons enfin les résultats essentiels auxquels nous sommes parvenus dans l'étude des organes annexes de l'expérience décrits au chapitre IV, et plus particulièrement ceux qui concernent les sources ultrasonores que nous avons réalisées.

L'espoir d'un meilleur rendement électro-acoustique lié à la surtension maximale des résonateurs cylindriques nous a conduits à la recherche d'une définition précise de la fréquence de résonance du mode fondamental. Ce problème résolu, nous avons pu concevoir et réaliser une boucle d'auto-entretien dont les performances et la fiabilité nous ont donné entière satisfaction. Plus récemment, avec un résonateur muni d'une enceinte réfléchissante accordée, nous avons pu récupérer la quasi totalité de l'énergie rayonnée par la surface latérale et obtenir ainsi à 25 kHz, une surpression sonore de 172 db SPL à 20 cm de la source.

Avec un rendement électro-acoustique global supérieur à 25% , de tels générateurs sont actuellement à notre connaissance, les plus puissantes sources monochromatiques d'ultrasons dans l'air. Leur rayonnement s'accompagne d'ailleurs d'un entraînement conséquent du milieu dans la direction de propagation et ce "vent acoustique" est nettement perceptible par simple effet tactile.

VII-2 AMELIORATIONS

La première des conclusions à laquelle mènent toutes nos expériences est que tout progrès ultérieur dans le domaine quantitatif passe par un accroissement de la qualité optique du miroir dont l'état de surface est responsable de la plus grande partie du bruit de fond. La réalisation d'une pièce de cette importance est aujourd'hui techniquement possible. Ce problème étant résolu, même au détriment de l'étendue du champ observable, on peut étudier la réduction des aberrations en rapprochant encore la source et son image du centre du miroir. L'utilisation d'une fenêtre semi-réfléchissante en feuille de Mylar tendue, comme celle qui sont employées à l'heure actuelle dans certains travaux d'optique avancée, doit permettre la confusion des centres sans images parasites que nous n'avons pu réaliser correctement avec un cube de Lummer.

Sur le plan de l'analyse de l'image, les essais de matériels de télévision courants nous ont fourni suffisamment d'indications pour que nous puissions envisager la réalisation d'une caméra spécialement adaptée à la strioscopie. La fonction prise de vues reste la pierre d'achoppement du procédé et nous pensons qu'à ce sujet, il doit être intéressant de séparer la fonction d'analyse de l'image de celle de mémoire optique. L'utilisation de films photochromiques par exemple permettrait d'analyser l'image avec des tubes à faible rémanence du type Plumbicon, à grille séparée et déviations électrostatiques, dont le courant d'obscurité et le transfert linéaire sont meilleurs que ceux des Vidicons actuels. Bien qu'encore à l'état de prototypes, et d'une définition insuffisante, certains types nouveaux de tubes analyseurs d'images à cible semi-conductrice (4) laissent entrevoir qu'une solution satisfaisante à ce problème peut être escomptée dans un avenir rapproché.

VII-3 EXTENSIONS PREVISIBLES

Nous ne mentionnerons ici que les expériences pour lesquelles nous pensons avoir réuni tous les éléments nécessaires et dont certaines ont déjà reçu un commencement d'étude et d'exécution.

En premier lieu, ce procédé de visualisation au champ étendu doit nous permettre l'étude du fonctionnement et de l'adaptation de composants d'optique ultra hertzienne chaque fois que l'analogie des ondes sonores et du rayonnement électromagnétique est possible.

Ensuite, et comme nous l'avons déjà mentionné, nous pensons poursuivre l'étude des ondes d'amplitude finie à partir de sources ultrasonores dont le

rayonnement s'approche davantage de l'onde plane que celui d'un cylindre isolé. L'étude déjà commencée au Laboratoire des modes de vibrations de volumes métalliques remplissant l'espace (cubes) et dotés chacun d'une boucle d'auto entretien, est conduite en vue de la constitution d'arrangements de sources soit linéaires soit en tapis, synchronisées les unes par les autres et asservies tant en phase qu'en amplitude.

Nous pensons ainsi entrer largement dans le domaine de l'acoustique non linéaire avec des sources puissantes qui permettront, je l'espère, de susciter des travaux nouveaux sur l'interaction mutuelle de deux ondes sonores en champ libre.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VII

(1) J.ROUX
Formules d'approximation applicables en milieu gazeux à la diffraction de la lumière par les ultrasons. Application à la visualisation par strioscopie.
Acustica, Vol.18 (1967) p.351

(2) J.ROUX
Analyse quantitative des champs sonores par la méthode strioscopique.
Acustica, Vol.19 (1967/68) p.1.

(3) E.S. EBY
Geometric theory of ray tracing
J.A.S.A. Vol.47 n°1 (part.2) (1970) p.273.

(4) D.LECOCQ, G.PIETRI et G.A. BOUTRY
Mosaïques de jonctions au silicium pour l'utilisation dans les tubes analyseurs d'image.
C.R.A.S. tome 267 (1968) n°13 p.601.

ANNEXE I

CALCUL D'UN MASQUE DEGRADE CIRCULAIRE

Soit $\nu(p)$ une fonction intégrable et bornée $0 \leqslant \nu(p) \leqslant 1$ dans l'intervalle $0 < p \leqslant 1$ définie par l'équation de Volterra (2,11) du chapitre II-4 :

$$(1) \qquad qa = 2 \int_0^a \nu(p)\ G(a,p)\ dp \qquad 0 < a \leqslant 1$$

dont le noyau est :

$$(2) \qquad G(a,p) = \begin{cases} (p+1)\arccos \dfrac{(p+1)^2 + a^2 - 1}{2a(p+1)} & \text{si } p \leqslant a \\ 0 & \text{si } p > a \end{cases}$$

Soit $H_i(\Delta p_i)$ la fonction d'Heaviside définie par :

$$H_i(\Delta p_i) = \begin{cases} 1 & \forall p \in [p_{i-1}\ ,\ p_i] \\ 0 & \forall p \notin [p_{i-1}\ ,\ p_i] \end{cases}$$

La fonction $\nu(p)$ est discrétisée en n intervalles égaux $\Delta p_i = p_i - p_{(i-1)}$

$$\nu(p) = \sum_{i=1}^{n} \nu_i\ H_i(\Delta p_i)$$

L'équation (1) s'écrit alors :

$$qa = \sum_{i=1}^{n} \nu_i\ 2 \int_{p_{i-1}}^{p_i} G(a,p)\, dp$$

Si l'on écrit que cette relation est vérifiée pour n valeurs a_i de $0 < a \leqslant 1$, on obtient un système de n équations linéaires à n inconnues :

$$qa_i = \sum_{j=1}^{n} v_j \; 2 \int_{p_{j-1}}^{p_j} G(a_i, p)\, dp \qquad \begin{matrix} i = 1, 2 \ldots\ldots n \\ j = 1, 2 \ldots\ldots i \end{matrix}$$

On posera :

$$Y_j = \frac{v_j}{q}$$

$$(3) \qquad K_i^j = 2 \int_{p_{j-1}}^{p_j} G(a_i, p)\, dp$$

d'après (2) et comme $0 < a \leqslant 1$

$$(4) \quad \begin{cases} a_i = \dfrac{i}{n} \\ p_j = \dfrac{j}{n} \end{cases} \qquad K_i^j = 0 \qquad \text{si} \quad j > i$$

Le système est donc triangulaire de la forme :

$$(5) \qquad a_i = \sum_{j=1}^{n} Y_j K_i^j$$

1°/ - Détermination des coefficients K_i^j

Soient C_j les cercles concentriques de centre 0 et de rayon $(1 + p_j)$ et C_1 le cercle de rayon 1 et de centre 0_i tel que $00_i = a_i$ (Fig. AI.1)

K_i^j défini par les relations (3) et (2) apparaît comme la portion d'aire (hachurée sur la figure) de C_1 comprise entre C_{j-1} et C_j.

Soit A_i^j la portion d'aire de C_1 extérieure au cercle C_j :

$$j < i \quad \rightarrow \quad A_i^j \neq 0$$

$$j \geqslant i \quad \rightarrow \quad A_i^j = 0$$

On peut alors écrire :

$$(6) \qquad K_i^j = A_i^{j-1} - A_i^j$$

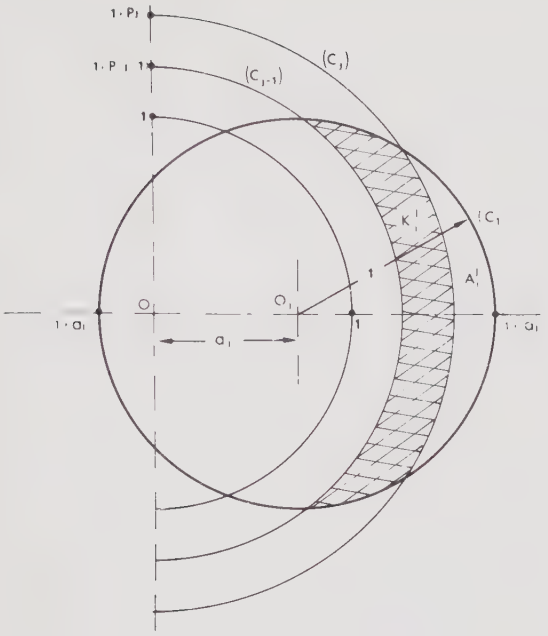


fig. A I.1

Les aires des croissants A sont calculables par intégration directe et se mettent sous la forme :

$$(7) \qquad A_i^j = \arccos u + (u+2a_i)\sqrt{1-u^2} - (t_j)^2 [\arccos v + v\sqrt{1-v^2}]$$

avec :

$$u = u_i^j = \frac{t_j^2 - a_i^2 - 1}{2a_i}$$

$$(8) \qquad v = v_i^j = \frac{t_j^2 + a_i^2 - 1}{2a_i t_j}$$

$$t_j = 1 + p_j$$

$i = 1, 2 \ldots . n$
$j = 1, 2 \ldots . i$

A l'aide des relations (4) (6) (7) (8) le système (5) peut être aisément résolu sur ordinateur.

2°/ - Sensibilité maximale

Le système triangulaire (5) admet une suite unique de solutions Y_i définissent les coefficients v_i d'après (3) à une constante arbitraire près : q.

La suite Y_i est une suite croissante, de même que v_i dont le dernier terme v_n doit être nécessairement intérieur ou égal à 1.

On voit aisément que la condition $\frac{\Phi}{\alpha}$ max entraîne que q max soit défini par la limite supérieure de v_i, telle que :

$$(9) \qquad v_n = 1 \qquad Y_n = \frac{1}{q}$$

alors d'après (3) et (9) on peut définir la suite :

$$v_i = \frac{Y_i}{Y_n}$$

Le tableau de la Figure AI.2 donne les valeurs numériques correspondant à 0 a 1 avec n = 20.

i	v	i	v
1	0,861750	11	0,901723
2	0,862518	12	0,909540
3	0,864069	13	0,918075
4	0,866343	14	0,927345
5	0,869332	15	0,937374
6	0,873017	16	0,948187
7	0,877390	17	0,959816
8	0,882446	18	0,972298
9	0,888184	19	0,985677
10	0,894607	20	1,000000

Figure AI.2

On trouve également m = 0,548550

La courbe représentative du coefficient de transmission du plan de conversion $\mu(t)$ peut être construite à partir de ces valeurs (Figure AI.4). A l'aide des valeurs précédentes et de l'équation (5) on peut reconstituer la fonction K(a) pour 0 a 2, intervalle dans lequel les relations (6), (7), (8), sont encore vérifiées (Figure AI-5).

Le tableau AI.3 donne les valeurs numériques de K(a) avec un pas de 0.05 pour a.

a	K(a)	a	K(a)
0,05	0,027427	1,05	0,575834
0,10	0,054854	1,10	0,602862
0,15	0,082282	1,15	0,629557
0,20	0,109709	1,20	0,655854
0,25	0,137137	1,25	0,681697
0,30	0,164564	1,30	0,707029
0,35	0,191991	1,35	0,731798
0,40	0,219419	1,40	0,755947
0,45	0,246846	1,45	0,779420
0,50	0,274274	1,50	0,802155
0,55	0,301701	1,55	0,824086
0,60	0,329129	1,60	0,845140
0,65	0,356556	1,65	0,865236
0,70	0,383984	1,70	0,884276
0,75	0,411411	1,75	0,902147
0,80	0,438838	1,80	0,918705
0,85	0,466266	1,85	0,933765
0,90	0,493693	1,90	0,947055
0,95	0,521121	1,95	0,958127
1,00	0,548548		

Figure AI-3

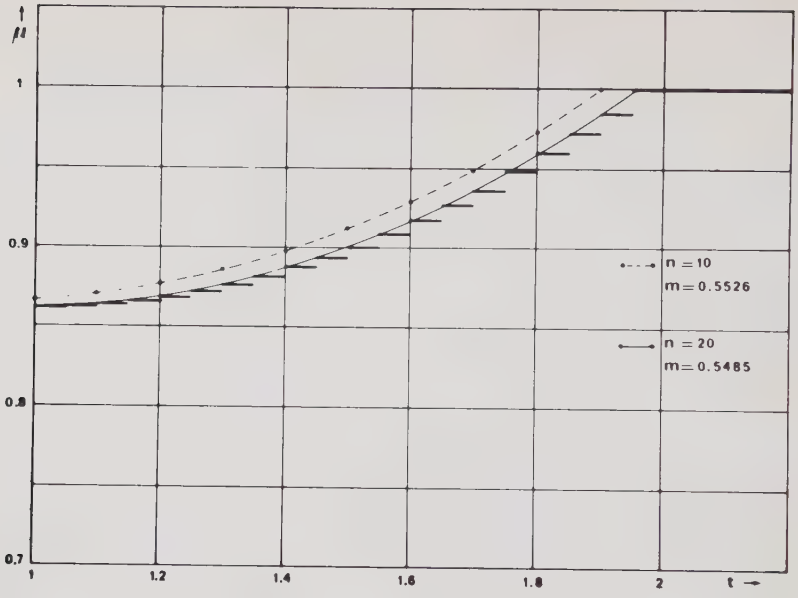


fig. A1. 4

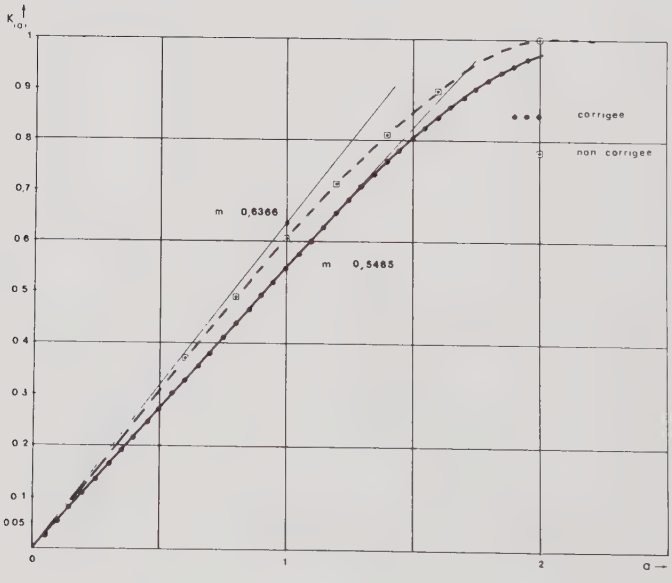
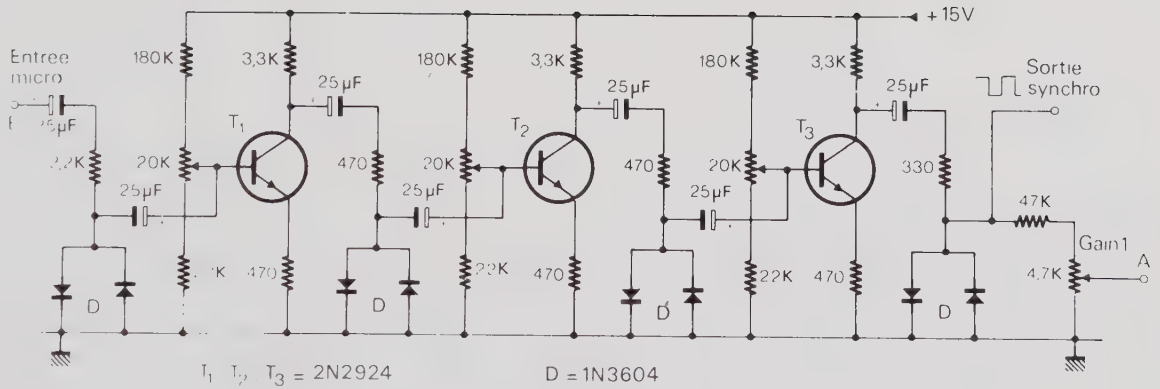


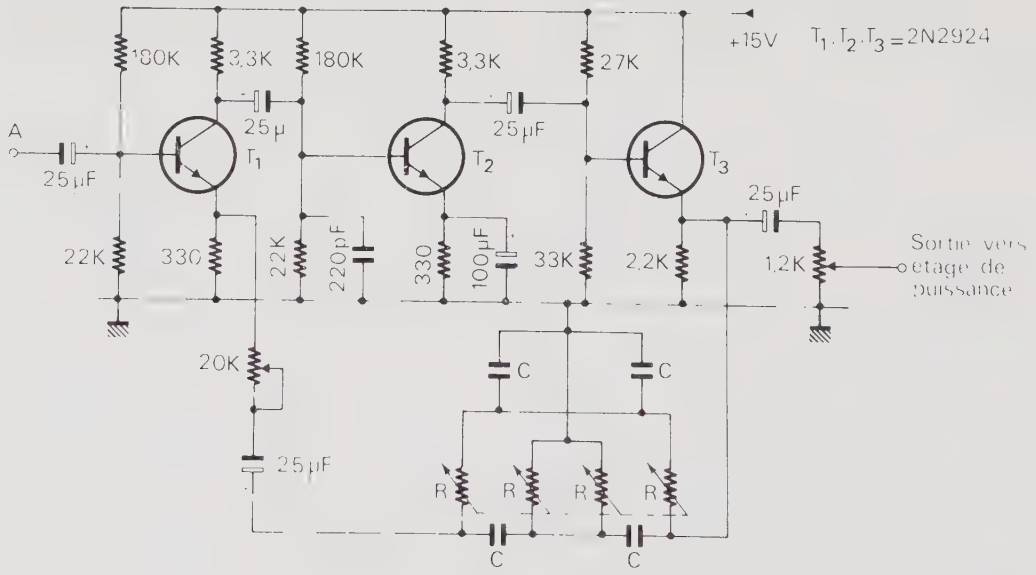
fig. A1.5

ANNEXE II

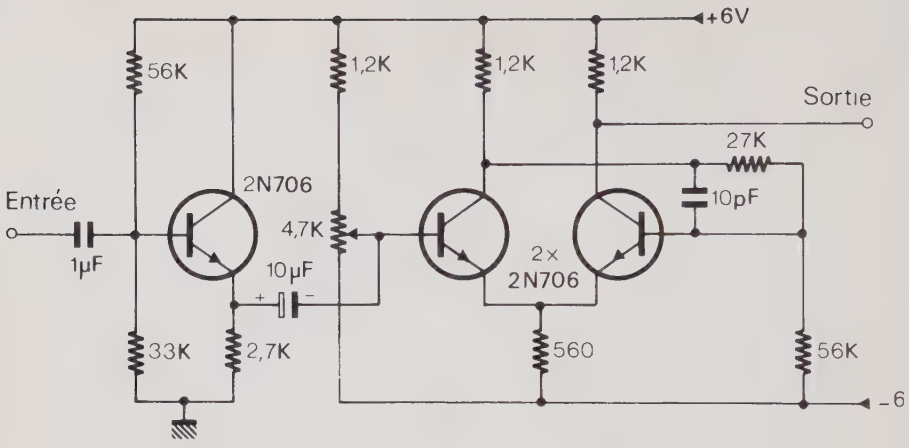
TECHNOLOGIE ELECTRONIQUE



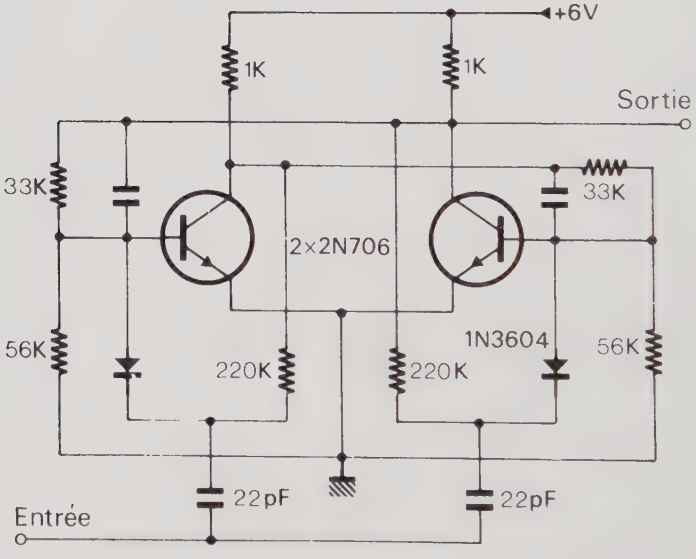
Amplificateur limiteur



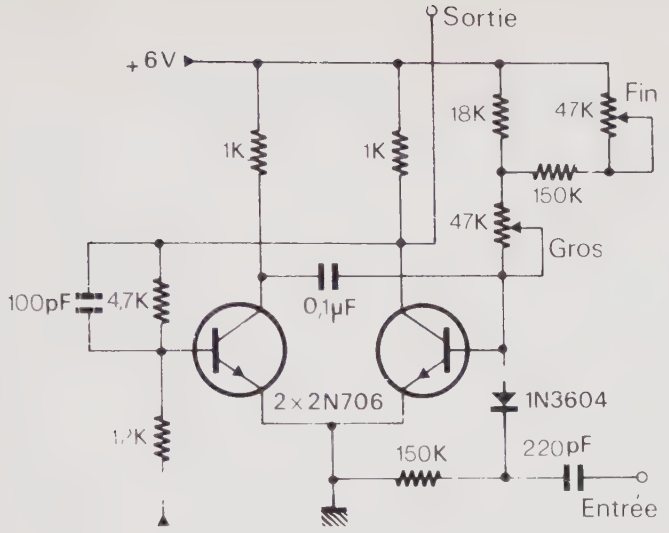
Amplificateur sélectif



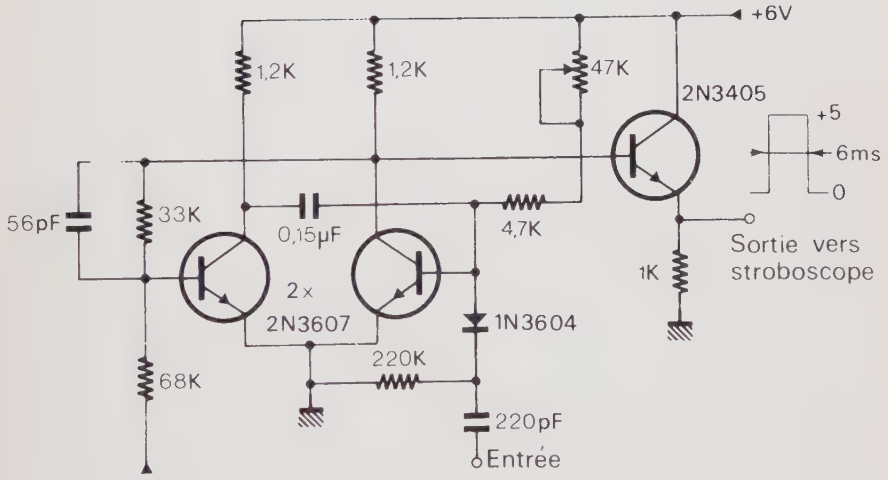
Entrée - Mise en forme



Division



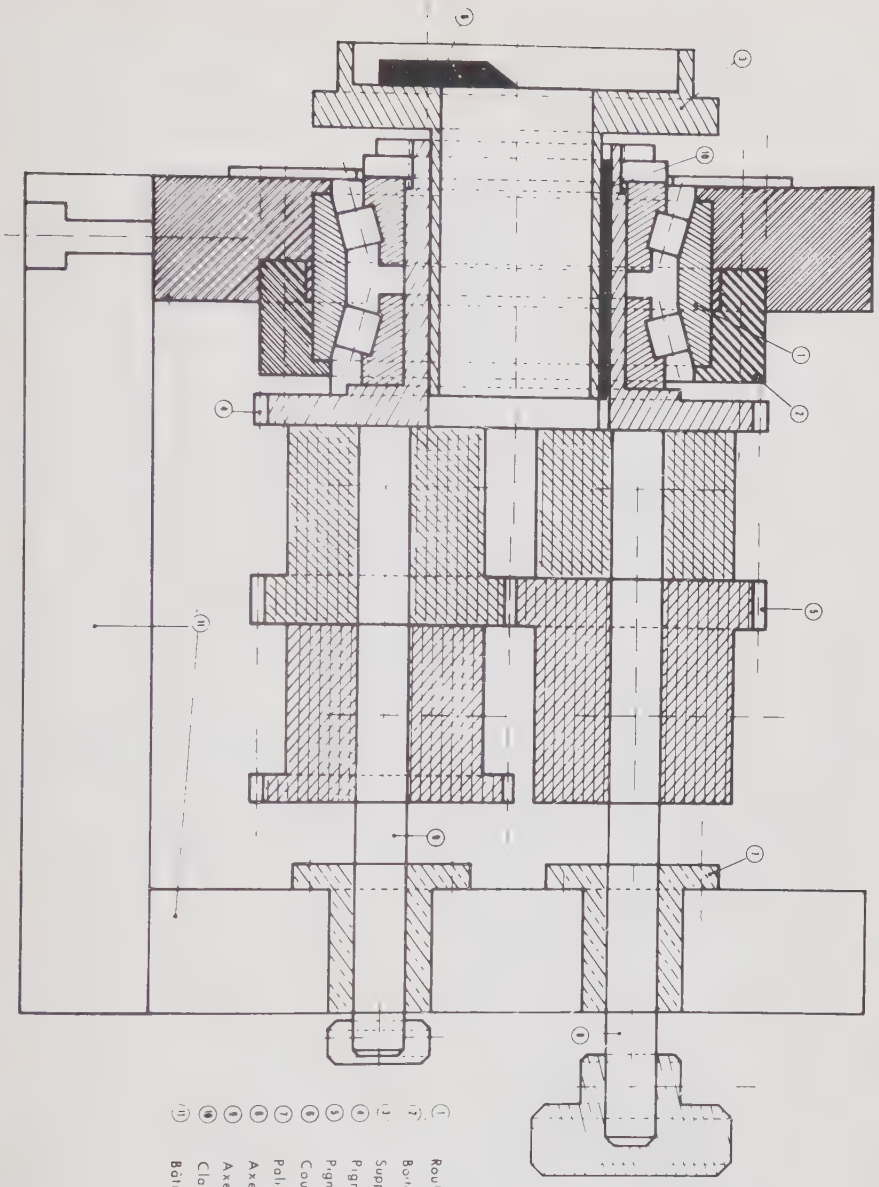
Retard



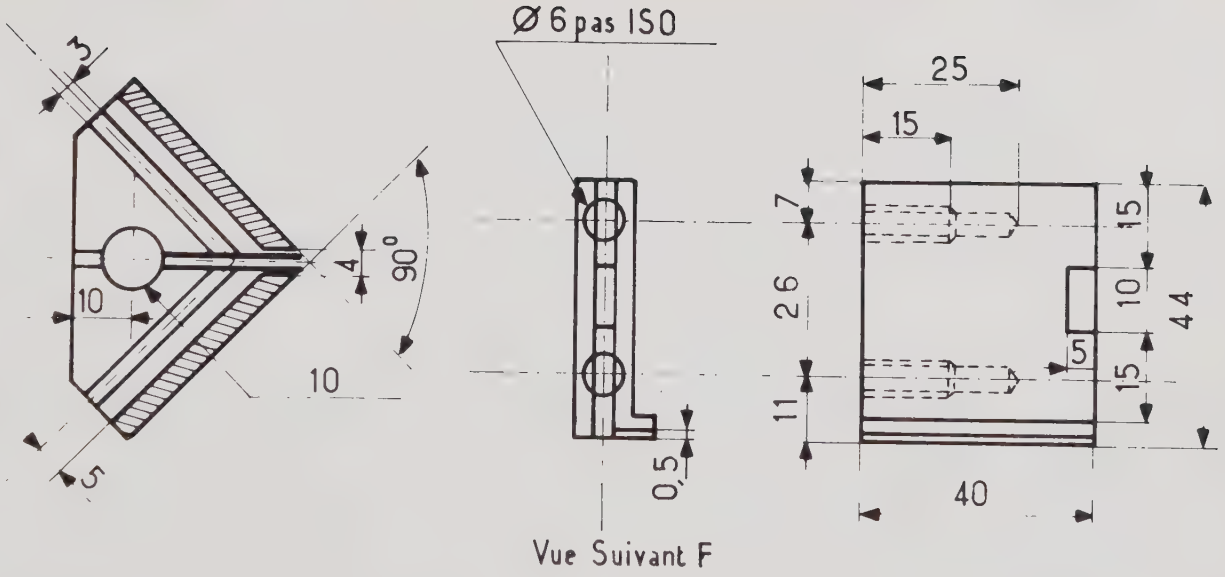
Mise en forme - Sortie

ANNEXE III

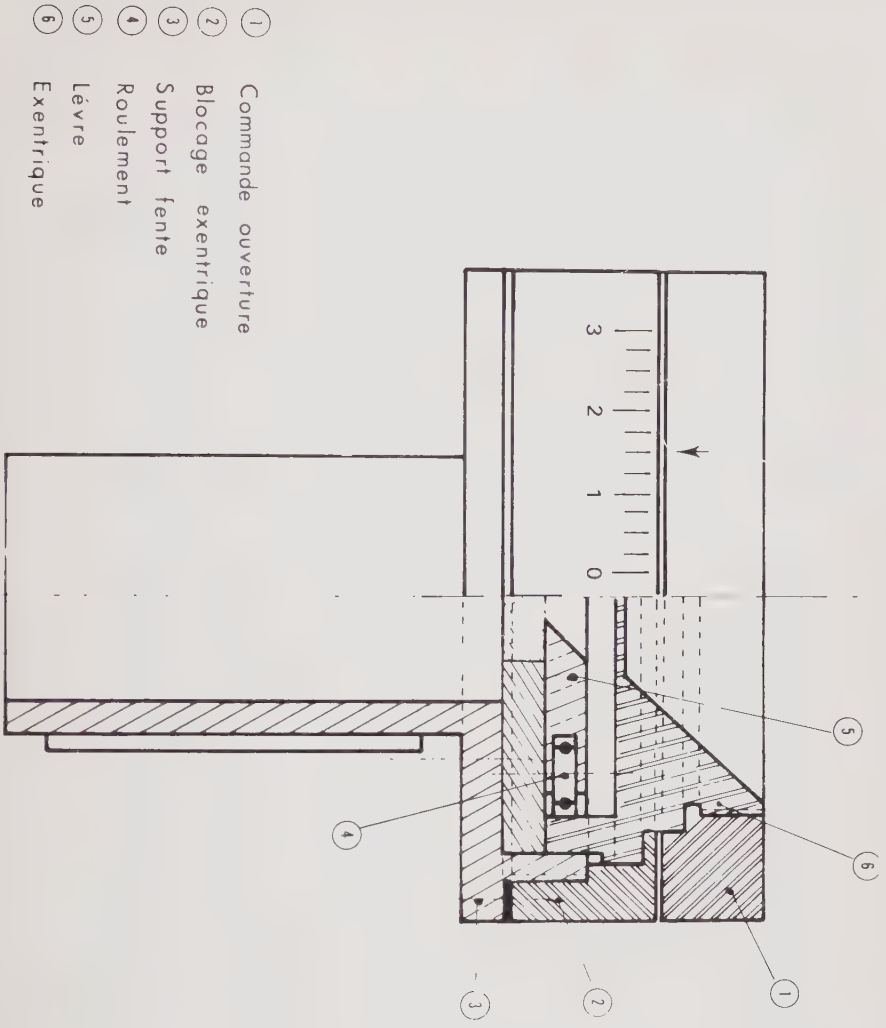
TECHNOLOGIE MECANIQUE



Tête Strioscopique - Coupe



Miroirs de renvoi et leur support



Fente source symetrique

Vu et approuvé
Bordeaux, Septembre 1970
Le Doyen de la Faculté des Sciences

J.VALADE

Vu et permis d'imprimer
Bordeaux, Septembre 1970
Le Recteur de l'Académie de Bordeaux
J.BABIN